Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit dünner, zweilagiger Schichten aus den Metallen Ag, Au, In und Ga

Dieter Schumacher

Düsseldorf 1983

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543926_0095

Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit dünner, zweilagiger Schichten aus den Metallen Ag, Au, In und Ga

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt

von

Dieter Schumacher

aus Duisburg

Düsseldorf (1982)

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Stark

2. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Otto

Tag der mündlichen Prüfung: 7. 2. 1983

Inhaltsverzeichnis

	Seite
0. Übersicht	1
1. Physikalische Problemstellung	2
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Das Schichtwachstum aus der Dampfphase	5
2.2. Der spezifische elektrische Widerstand dünner, zusammenhängender, einlagiger Metallschichten	10
2.2.1. Der klassische Size Effekt	12
2.2.2. Der Einfluß der realen Schichtstruktur	16
2.2.3. Der Temperungsprozeß	19
2.3. Der elektrische Widerstand dünner, zweilagiger Metallschichten	22
2.3.1. Die Widerstandsänderung bei geringer Bedeckung	23
2.3.2. Das Widerstandsverhalten bei großer Deckschichtdicke	25
2.3.3. Computersimulation des Schichtwachstums	28
2.3.4. Der quantenmechanische Size Effekt in heterogenen Doppelschichten	35
3. Experimentelle Details	39
3.1. Der Aufbau der Versuchsapparatur	39
3.2. Die Probenpräparation	40
3.3. Eigenschaften der Basisschicht	42
3.4. Die Meßtechnik	48
3.4.1. Die Widerstandsmessung	48
3.4.2. Die Temperaturmessung	50
3.4.3. Die Schichtdickenmessung	51

4. Meßergebnisse und Deutung 53

4.1. Das Schichtsystem Silber/Silber 53
4.1.1. Geringe Bedeckung 55
4.1.2. Bedeckung mit einigen Atomlagen 58
4.1.3. Große Deckschichtdicke 60

4.2. Das Schichtsystem Indium/Indium 65
4.2.1. Das atomlagenweise Anwachsen der Deckschicht 68
4.2.2. Eine quantitative Deutung der Funktion $\Delta R(d_2)$ 71

4.3. Heterogene Schichtsysteme 75

5. Zusammenfassung 83

6. Ausblick 85

Literaturverzeichnis 86

0. Übersicht

Der spezifische elektrische Widerstand einer dünnen, zusammenhängenden Metallschicht kann unter geeigneten Bedingungen ein empfindlicher Indikator für den Ordnungsgrad im Volumen und an den Oberflächen der Schicht sein. Diese Tatsache wird in folgender Weise ausgenutzt:

Eine Metallschicht (Ag, Au, In) mit einer Dicke von 20 nm wird unter Ultrahochvakuumbedingungen auf ein Glassubstrat aufgedampft und anschließend getempert. Diese Basisschicht dient nun ihrerseits als Substrat für weiteres arteigenes oder artfremdes Material (Ag, In, Ga). Der Schichtwiderstand wird kontinuierlich als Funktion der Deckschichtdicke aufgezeichnet. Bei niedriger Substrattemperatur tritt durch die Bedeckung zunächst eine Widerstandszunahme auf. Obwohl der leitfähige Querschnitt vergrößert wird, nimmt in diesem Fall der Schichtwiderstand erst bei großer Deckschichtdicke wieder ab. Die Meßergebnisse können im Rahmen einfacher Modelle zur Leitfähigkeit dünner Schichten weitgehend quantitativ gedeutet werden.

Darüber hinaus lassen sich anhand der Widerstandsmessungen Aussagen über den Wachstumsmechanismus der Deckschicht machen: So treten bei den Metallen Indium und Gallium Oszillationen des Schichtwiderstandes als Funktion der Deckschichtdicke auf, die mit dem atomlagenweisen Anwachsen der Deckschicht gedeutet werden. Computersimulationen des Schichtwachstums bestätigen diese Interpretation.

Die spezielle elektronische Struktur heterogener, zweilagiger Schichten bedingt zusätzlich langwelligere Oszillationen des Schichtwiderstandes als Funktion der Deckschichtdicke.

1. Physikalische Problemstellung

Eine dünne Schicht besitzt in zwei Dimensionen (Länge, Breite) makroskopische, in einer Dimension (Dicke) hingegen nur mikroskopische Ausdehnung. Ist die Dicke einer dünnen Metall- oder Halbleiterschicht vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge oder der de Broglie-Wellenlänge der Leitungselektronen, so weicht in der Regel der spezifische elektrische Widerstand der Schicht von dem eines ausgedehnten Festkörpers mit gleicher chemischer Zusammensetzung und Struktur ab. Diese Phänomene werden als Size Effekte bezeichnet. Die Theorien zu diesen Effekten zeigen, daß man durch Messungen des elektrischen Widerstandes einer dünnen Schicht Erkenntnisse über den Leitungsmechanismus gewinnen kann. Dieser Weg führt jedoch nur mit Einschränkungen zum Erfolg. Eine dünne Schicht besitzt häufig herstellungsbedingt eine gegenüber dem massiven Material erhöhte Fehlerkonzentration in ihrem kristallinen Aufbau (Fehlstellen, Verunreinigungen, Korngrenzen etc.). Diese Abweichungen beeinflussen die elektrischen Eigenschaften der Schicht. Untersuchungen des elektrischen Verhaltens dünner leitfähiger Schichten sind aus diesem Grund aber von einem anwendungsorientierten Standpunkt interessant. Im Rahmen der aktuellen Mikroelektronik ist es wichtig, dünne Metall- und Halbleiterschichten mit definierten, gezielt vom Festkörper abweichenden elektrischen Eigenschaften reproduzierbar herstellen zu können.

Es sind zahlreiche Untersuchungen, insbesondere der Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes dünner aufgedampfter Metallschichten durchgeführt worden. Bis zu einer kritischen Schichtdicke sind solche Schichten noch nicht zusammenhängend. Die Messung des Widerstandes und besonders eine Interpretation der Ergebnisse wird dadurch wesentlich erschwert. Der Beginn der Kondensation aus dem Dampfstrahl, die Keimbildungsphase sowie der Wachstumsmechanismus der ersten Atomlagen o.ä.

kann in diesem Fall nicht mit einer Messung des elektischen Widerstandes verfolgt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird eine experimentelle Methode benutzt, die es dennoch gestattet, die genannten und weitere interessante Vorgänge durch eine Messung des Schichtwiderstandes zu beobachten.

Anhand der Abbildung 1 soll der grundsätzliche Ablauf des Experiments veranschaulicht werden: Unter Ultrahochvakuumbedingungen wird auf ein nichtleitendes Substrat eine dünne Metallschicht der Dicke d_1 aufgedampft. Durch anschließendes Tempern bildet sich eine weitgehend geordnete Volumen- und Oberflächenstruktur. Dann wird auf diese Schicht (Basisschicht, Index 1) weiteres leitfähiges Material (Deckschicht, Index 2) aufgedampft und dabei kontinuierlich die Änderung des Schichtwiderstandes $\Delta R=R-R_0$ ausgehend von dem Wert R_0 der unbedeckten Basisschicht als Funktion der Deckschichtdicke d_2 aufgezeichnet. Eine solche zweilagige Schicht wird im folgenden auch als Doppelschicht bezeichnet.

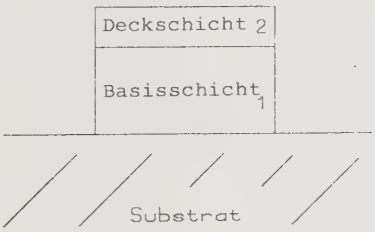


Abb. 1 Aufbau der Probe (schematisch)

Lucas berichtete 1964 als erster über Experimente dieser Art an zweilagigen Schichten /1/. Chopra und Randlett publizierten 1967 ähnliche Messungen /2/. Aufgrund der unzureichenden Vakuumbedingungen sind die Ergebnisse der genannten Autoren in Frage zu stellen.

Später führten Pariset und Chauvineau et al. umfangreiche Untersuchungen an Doppelschichten unter UHV-Bedingungen durch, wobei sie als Basisschichtmaterial Gold verwendeten /3 - 8/. Sie berichteten 1978 über eine Besonderheit, die bei dem Schichtsystem Gold/Indium auftrat. In diesem speziellen Fall ist die Änderung des Schichtwiderstandes als Funktion der Deckschichtdicke von Oszillationen überlagert. Sie deuteten diese mit dem lagenweisen Aufwachsen der Deckschicht und der elektronischen Struktur der Doppelschicht /3/.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, durch Messungen an einigen ausgewählten Schichtsystemen Zusammenhänge zwischen dem Widerstandsverhalten der zweilagigen Schicht und ihrem kristallinen Ordnungsgrad, ihrer elektronischen Struktur sowie dem Wachstumsmechanismus der Deckschicht aufzuzeigen.

2. Theoretische Grundlagen

Es sind bisher keine theoretischen Arbeiten bekannt, die sich explizit mit dem Problem der elektrischen Leitfähigkeit dünner zweilagiger Metallschichten, wie sie in dieser Arbeit experimentell untersucht worden sind, befassen. Deshalb werden ausgehend von den Theorien zur Leitfähigkeit dünner, zusammenhängender Einfachschichten Vorstellungen entwickelt, um das gemessene Widerstandsverhalten der Doppelschichten zu deuten. Dabei werden hier nur die theoretischen Ansätze erläutert, die zur Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse später herangezogen werden. Umfangreiche Publikationen und Bibliographien zur Leitfähigkeit einlagiger Metallschichten finden sich in der Literatur /9 - 12/.

2.1. Das Schichtwachstum aus der Dampfphase

Die in diesem Abschnitt knapp dargestellten Erläuterungen zum Wachstumsprozeß dünner Schichten müssen zur Interpretation der Ergebnisse aus den Doppelschichtexperimenten herangezogen werden.

Man unterscheidet beim Entstehen einer Aufdampfschicht sechs Phasen /13/. Die ersten eintreffenden Adatome bilden Keime, die statistisch auf der Substratoberfläche verteilt sind. Der nächste Teilschritt ist durch das Anwachsen und Zerfallen der sich bildenden Aggregate charakterisiert. Den Prozeß des Zusammenwachsens der Konglomerate bezeichnet man als Koaleszenz. Im folgenden bleiben zunächst Kanäle und dann nur noch Löcher in der Schicht offen. Schließlich wachsen auch diese zu, und es entsteht eine homogene Schicht.

Die gesamte Metallschicht besitzt erst dann metallische Leitfähigkeit, wenn sie zusammenhängend ist. Deshalb sind die ersten drei Wachstumsphasen bei Einfachschichten nur mit großen Einschränkungen durch eine Widerstandsmessung beobachtbar.

Bei den hier durchgeführten Experimenten wird hingegen zunächst eine geschlossene Schicht hergestellt. Bringt man auf diese Schicht weiteres leitfähiges Material auf, so resultiert daraus eine Änderung des Schichtwiderstandes. Jetzt lassen sich auch die Anfangsphasen des Wachstums der Deckschicht durch das Widerstandsverhalten der Doppelschicht beobachten, denn es tritt schon mit dem Beginn der Bedeckung eine Widerstandsänderung auf.

Die Abbildung 2 zeigt schematisch einen Oberflächenausschnitt und mögliche Einbaupositionen für die eintreffenden Atome. Die Oberfläche besteht aus einer Folge von Stufen und Terrassenflächen.

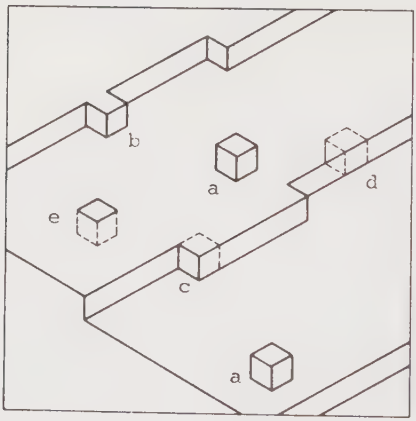


Abb. 2 Schematische Darstellung einer Metalloberfläche und der möglichen Lagen von Adatomen /13/
a) auf der Oberfläche
b) an der Stufe
c) in der Halbkristallage
d) in der Stufe
e) in der Oberfläche

Bei geeigneter Unterlagentemperatur läuft der mikroskopische Wachstumsprozeß folgendermaßen ab:

Ein Atom trifft in der Regel auf einer glatten Terrassenfläche, also in der Position (a), ein. Es macht aufgrund der Energie, die es aus der Unterlage bezieht, statistische Platzwechsel. Dabei erreicht es nach einer gewissen Zeit eine Terrassenkante (b). Das Teilchen ist in dieser Position fester gebunden, als auf der glatten Oberfläche. Deshalb wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit die Terrassenkante nicht mehr verlassen, sondern an dieser entlanglaufen. Dabei trifft es auf eine Halbkristallage (c), in die es fest eingebaut wird. Durch Anfügen von weiteren Atomen in dieser Position kann die Schicht in energetisch gleichwertigen Schritten fehlerfrei aufgebaut werden. Für die spätere Interpretation der Meßergebnisse ist die Oberflächenrauhigkeit der Schichten im atomaren Maßstab von besonderer Bedeutung. Der Einbau von Atomen in Halbkristalllagen verändert die Oberflächenrauhigkeit nicht. Die Adatome können in einer geringen Zahl von Fällen in vorhandene Löcher eingebaut werden (d,e) und so die gegebene Oberflächenrauhigkeit herabsetzen. Teilchen, die sich in den Positionen (a) oder (b) befinden, erhöhen die Oberflächenrauhigkeit.

Ist die Unterlagentemperatur gering, so können die Atome u.U. die Halbkristallage nicht erreichen. Sie stoßen auf ihrem Weg mit anderen gerade kondensierten Adatomen zusammen und bilden Konglomerate. Bei geeigneter Wahl der Substrattemperatur ist ein aus zwei Atomen aufgebauter Keim schon stabil /14/. Die Kondensationsrate ist ein ähnlich wichtiger Parameter wie die Unterlagentemperatur.

Wählt man die Substrattemperatur hinreichend hoch, so können Adatome in nennenswertem Umfang auch wieder desorbieren. Dieser Fall soll nicht betrachtet werden.

Der Fehlordnungsgrad der entstehenden Schicht ist allein durch die Oberflächenwanderung der isolierten Adatome bestimmt.

Abbildung 3a) zeigt den Potentialverlauf auf einer glatten Oberfläche für ein einzelnes Atom /15/. Das Teilchen muß die Potentialbarriere der Höhe E_d überwinden, um einen Platzwechsel auf einer monoatomar glatten Unterlage durchführen zu können. Um eine Kantenlage zu verlassen, ist eine deutlich höhere Aktivierungsenergie erforderlich (Abbildung 3b).

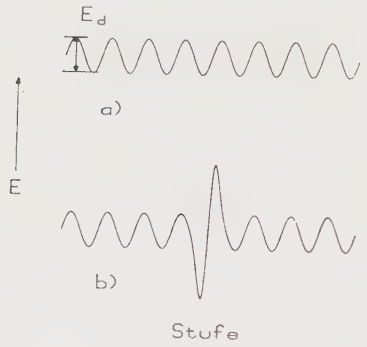


Abb. 3 Der Verlauf des Potentials für ein einzelnes Adatom /15/
a) auf der glatten Oberfläche
b) an einer Terrassenkante

Für Platzwechsel stehen den Adatomen immer die mitgebrachte kinetische Energie und die bei der Kondensation freiwerdende Kondensationsenergie zur Verfügung. Außerdem kann das Teilchen Energie aus der Unterlage beziehen. Die beiden zuerst genannten Anteile gibt das Atom in einer Zeit, die nur für etwa zwei Platzwechsel ausreicht, an die Unterlage ab /16/. Führt ein Teilchen eine Vielzahl von Platzwechseln durch, so kann es diese nur aufgrund der Unterlagentemperatur T machen. Die Platzwechselfrequenz ν

ist gegeben durch die Gleichung (1) /17/; die Aktivierungsenergie für einen Platzwechsel beträgt E_d, ν_0 ist eine Konstante von der Größe typischer Phononenfrequenzen und k die Boltzmann-Konstante:

$$\nu = \nu_0 \cdot \exp(-\frac{E_d}{k \cdot T}) \qquad (1)$$

Aktivierungsenergien, die sich ausschließlich auf Platzwechsel eines isolierten Adatoms auf einer monoatomar glatten Unterlage beziehen, können mit dem Feldionenmikroskop bestimmt werden /18/.

2.2. Der spezifische elektrische Widerstand dünner, zusammenhängender, einlagiger Metallschichten

Der spezifische elektrische Widerstand einer dünnen, zusammenhängenden Metallschicht, deren Dicke d vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge l der Leitungselektronen ist, ist in der Regel größer als der eines Festkörpers aus dem gleichen Material. Die Streuung der Leitungselektronen an den Grenzflächen kann dann wesentlich zum Widerstand beitragen. Dieses Phänomen wird als klassischer Size Effekt (KSE) bezeichnet. Sieht man von diesem Effekt ab, so stellt man fest, daß der spezifische Widerstand einer dünnen, aufgedampften Schicht häufig immer noch größer ist als der eines Festkörpers mit gleicher chemischer Zusammensetzung, denn eine dünne Schicht besitzt meist eine deutlich erhöhte Fehlstellenkonzentration in ihrem kristallinen Aufbau.

Diese beiden Einflüsse auf den spezifischen Widerstand einer dünnen metallischen Einfachschicht werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Die Tatsache, daß die geringe Schichtdicke u.U. einen Einfluß auf die elektronische Struktur hat, soll dabei zunächst unberücksichtigt bleiben. Dieser Aspekt wird im Abschnitt 2.3.4. im Hinblick auf heterogene Doppelschichten behandelt.

Die für die Leitfähigkeitsuntersuchungen wichtigen Daten der verwendeten Metalle sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

Metall	Struktur	spezifischer Widerstand	mittlere freie Weglänge	
		$\frac{\rho}{\mu\Omega \cdot cm}$	$\frac{l}{nm}$	$\frac{(\rho \cdot l)}{\Omega \cdot nm^2}$
Ag	fcc	1.61	52.4	843
Au	fcc	2.20	38.1	839
Ga	"komplex"	14.85	3.0	444
In	tetragonal	8.75	6.1	539

Metall	Elektronen-konzentration	Fermi-Energie	Fermi-Wellenlänge
	$\frac{n}{cm^{-3}}$	$\frac{E_F}{eV}$	$\frac{\lambda_F}{nm}$
Ag	$5.85 \cdot 10^{22}$	5.48	0.52
Au	5.90	5.51	0.52
Ga	15.3	10.35	0.38, 1.4*)
In	11.5	8.60	0.42, 1.8*)

*) 3.Brillouin-Zone

Tabelle 1 Zusammenstellung einiger wichtiger Daten der verwendeten Metalle /18, 19/ (Die Werte sind auf Raumtemperatur bezogen.)

2.2.1. Der klassische Size Effekt

Eine Lösung der Boltzmannschen Stoßgleichung mit Randbedingungen, die durch das Modell einer dünnen Schicht vorgegeben werden, geht auf Fuchs und Sondheimer zurück /20/, /21/. Die Theorie setzt voraus, daß nur ein einziges parabolisches Leitungsband existiert und der Streuprozeß der Leitungselektronen im Volumen isotrop ist. Die Ladungsträger sind durch planparallele Potentialwände, die den Abstand d voneinander haben, eingeschlossen. Der Streuprozeß an den Wänden wird durch einen Spiegelungsparameter p beschrieben, der den Anteil jener Elektronen angibt, die bei der Streuung an den Potentialwänden ihre Geschwindigkeitskomponente parallel zu einem in Schichtebene anliegenden äußeren elektrischen Feld unverändert beibehalten (spiegelnde Reflexion). Ein solcher Streuprozeß trägt nicht zum elektrischen Widerstand bei. Die Rechnung liefert den spezifischen Widerstand $\rho(d)$ der Schicht bezogen auf den Wert ρ_∞ eines Festkörpers mit der gleichen Volumenstruktur und chemischen Zusammensetzung. Die Funktion $\rho(d)/\rho_\infty$ ist nicht geschlossen darstellbar. Man findet sie tabelliert z.B. bei Campbell /22/.

Ist die Schichtdicke größer oder annähernd gleich der mittleren freien Weglänge l_∞ im Volumen der Schicht, so kann eine einfache Näherungsformel angegeben werden:

$$\rho(d) = \rho_\infty + \frac{3}{8} (\rho \cdot l)_\infty \frac{1}{d} (1-p); \qquad l_\infty \lesssim d \qquad (2)$$

Der spezifische Widerstand ρ der dünnen Schicht ist als Funktion der Schichtdicke d durch drei Parameter festgelegt:

Von diesen ist das Produkt $(\rho \cdot l)$ im Modell freier Elektronen eine Materialkonstante, die nur von der Elektronendichte abhängt. Der Wert ρ_∞ ist von der Streuung an Phononen, Baufehlern und Verunreinigungen im Volumen der dünnen Schicht abhängig. Der Spiegelungsparameter p

charakterisiert, wie oben beschrieben, die Streuung an den Grenzflächen. Eine gute Anpassung dieser Funktion an Meßwerte gelingt nicht in allen Fällen: Das Modell, das dieser Theorie zugrunde liegt, macht sehr stark vereinfachende Voraussetzungen, die sich nur schwer im Experiment realisieren lassen. Deshalb ist häufig versucht worden, weitere physikalisch sinnvolle Parameter in diese Beziehung einzubauen. Hoffmann und Vancea berücksichtigen in Anlehnung an ein Modell von Namba neben dem Spiegelungsparameter p auch eine Oberflächenrauhigkeit h /23, 24/. Bevor jedoch Erweiterungen des Modells beschrieben werden, soll zunächst auf die Oberflächenstreuung näher eingegangen werden.

Die Oberfläche der Schicht sei vollkommen sauber, d.h. nicht durch Fremdatome bedeckt. Tatsächlich befinden sich die Potentialwände, die die Leitungselektronen in die Schicht einschließen, nicht genau in Höhe der durch die oberste Ionenlage gebildeten Ebene, sondern etwas außerhalb vor dieser: Die Abbildung 4 zeigt den Potentialverlauf normal zur Oberfläche (z-Richtung) für ein einwertiges Metall /25/.

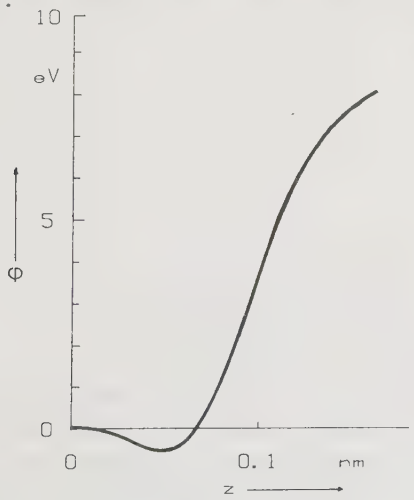


Abb. 4 Der Potentialverlauf an der Oberfläche eines einwertigen Metalls /25/

Zur qualitativen Interpretation kann dieses Bild auch für die hier verwendeten Metalle herangezogen werden. Die Elektronen mit ungefähr Fermi-Energie können sich etwa einen Netzebenenabstand über die durch die Mitte der Ionenrümpfe der obersten Atomlage festgelegten Oberfläche (z=0) hinaus bewegen. Erst dort entspricht die Höhe des Potentialwalls der kinetischen Energie der Elektronen. Wenn die Potentialbarriere aber vor der Oberfläche liegt, dann mittelt ihr Verlauf über geringe Rauhigkeiten der Oberfläche und gleicht deren Unebenheiten aus. Aus diesem Grund kann auch dann spiegelde Reflexion stattfinden, wenn die Bausteine der obersten Atomlage ungeordnet sind. (Nur an einer Netzebene können die Elektronen Bragg-Reflexion erfahren.) Ein einzelnes arteigenes oder -fremdes Adatom bewirkt ebenso wie Terrassenkanten oder Konglomerate eine lokale Verzerrung des Potentialverlaufs. An diesen Stellen werden die Leitungselektronen diffus gestreut.

Die Streuung wird i.a. von der Einfallsrichtung der Elektronen abhängig sein. Parrot sowie Brandli und Cotti setzten folgende Abhängigkeit des Spiegelungsparameters vom Winkel δ zwischen der Oberflächennormalen und der Bewegungsrichtung des Elektrons voraus /26, 27/:

$$\begin{array}{lll} p(\delta) = 0 & & \delta \leq \delta_0 \\ & \text{für} & \\ p(\delta) = 1 & & \delta > \delta_0 \end{array} \qquad (3)$$

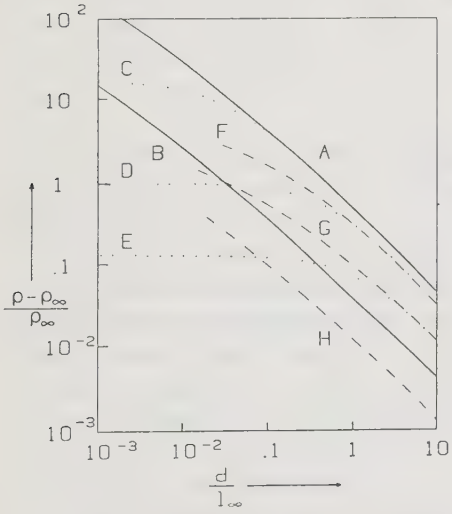
Sie charakterisierten die Oberfläche also durch einen Grenzwinkel δ_0. Unterhalb dieses Winkels tritt spiegelnde Reflexion, oberhalb diffuse Streuung auf.

Betrachtet man die Streuung der Elektronen an den Grenzflächen im Wellenbild, so bietet sich der Vergleich mit der Lichtstreuung an rauhen Oberflächen an. Von dieser Analogie ausgehend machten Soffer und Ziman den Spiegelungsparameter zusätzlich von der Höhe der Oberflächenrauhigkeit h sowie der Fermi-Wellenlänge λ_F in folgender Weise abhängig /28, 29/:

$$p(\delta,h) = \exp\left[-\left(4\pi \cdot \frac{h}{\lambda_F}\right)^2 \cdot \cos^2(\delta)\right] \qquad (4)$$

Die Lösungen der Stoßgleichung mit den beschriebenen Ansätzen sind ebenfalls nur tabellarisch gegeben.

Die Abbildung 5 zeigt die Ergebnisse der genannten Theorien im Vergleich. Es ist die relative Abweichung des spezifischen Widerstandes der Schicht von dem des massiven Materials mit gleicher Struktur und Zusammensetzung als Funktion der relativen Schichtdicke aufgetragen. Die Schichtdicke ist auf die mittlere freie Weglänge im Volumen der Schicht bezogen.



Fuchs p=0 : A
0.9 : B

Soffer δ=90° : A
88° : C
70° : D
45° : E

Parrott $h/\lambda_F \to \infty$: A
=.25 : F
=.08 : G
=.025: H

Abb. 5 Vergleich verschiedener Theorien zum KSE /29/

Bei den verwendeten Schichtmaterialien handelt es sich um Metalle, bei denen die Fermiwellenlänge λ_F kleiner als 2 nm ist (s. Tabelle 1). Aus diesem Grund kann das Verhältnis h/λ_F keine Werte kleiner als 0.08 annehmen. Deshalb braucht die Kurve H in Abbildung 5 nicht in die folgende Betrachtung einbezogen zu werden.

Für die hergestellten Basisschichten gilt $d / l_\infty \gtrsim 1$. Abbildung 5 ist zu entnehmen, daß in diesem Schichtdickenbereich alle anderen theoretischen Kurven bei entsprechender Wahl des Spiegelungsparameters durch eine Fuchs-Kurve angepaßt werden können.

Die Meßergebnisse sollen deshalb, soweit es möglich ist, im Rahmen des Modells von Fuchs gedeutet werden. Zur quantitativen Auswertung dient die Näherungsformel (2). So wird vermieden, daß durch eine zu große Zahl von Anpassungsparametern die Signifikanz jedes einzelnen zu gering wird und deshalb ihre physikalische Bedeutung verloren geht.

2.2.2. Der Einfluß der realen Schichtstruktur

Auf Glassubstrate gedampfte und dann getemperte dünne Metallschichten sind in der Regel mikrokristallin und besitzen eine Faserstruktur. Die Struktur im Inneren der Kristallite wird u.a. durch den Einbau von Restgasatomen beim Herstellungsprozeß mitbestimmt. Der spezifische Widerstand der Schicht wird durch folgende Streuprozesse bedingt: Streuung der Leitungselektronen an den Streuzentren im Inneren der Kristallite, an den inneren Kristallitoberflächen (Korngrenzen) und an den äußeren Kristallitoberflächen (Schichtoberflächen). Der erstgenannte Anteil ist temperaturabhängig, da er auch die Streuung an Phononen umfaßt. Bei Gültigkeit der Matthiessenschen Regel darf für jeden Streuprozeß eine eigene mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen definiert werden. Die Indizes i und a verweisen auf die inneren und äußeren Kristallitflächen. Die mittlere freie Weglänge, die durch die Streuung im

Inneren der Kristallite bedingt ist, erhält den Index K. Verknüpft man die Einzelbeiträge, so erhält man für den reziproken Wert der mittleren freien Weglänge:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_K} + \frac{1}{l_i} + \frac{1}{l_a} \qquad (5)$$

Von diesem Ansatz ausgehend liefern Mayadas und Schatzkes eine tabellarisch und als Näherungsformel gegebene Lösung der Stoßgleichung /30/.

Eine von Wißmann vorgeschlagene Umformung des beschriebenen Ansatzes soll hier kurz erwähnt werden, da sie eine für die Interpretation der Computersimulation des Schichtwachstums wichtige Beziehung liefert /9/:

Unter der Annahme, daß das Produkt aus spezifischem Widerstand und mittlerer freier Weglänge für ein Metall eine Konstante ist, die in weiten Grenzen von der Fehlordnung im Material unabhängig ist (vgl. 2.2.1.), folgt aus der Beziehung (5):

$$\frac{\rho}{\rho_K} = 1 + \frac{l_K}{l_i} + \frac{l_K}{l_a} \qquad (6)$$

Im Modell eines idealen Gases kann die mittlere freie Weglänge durch den Wirkungsquerschnitt A und die Volumenkonzentration C der streuenden Teilchen ausgedrückt werden:

$$l = \frac{1}{A \cdot C} \qquad (7)$$

Diese Beziehung wird auf die Streuung der Leitungselektronen an den inneren Kristallitflächen übertragen. D sei die

mittlere laterale Ausdehnung der Kristallite. Betrachtet man nur die Streuzentren, die sich auf den Korngrenzen befinden, so kann ihre Volumenkonzentration

$$C_i = \frac{Z_i}{D} \tag{8}$$

durch die Flächenkonzentration Z_i ersetzt werden. Es folgt als mittlere freie Weglänge:

$$l = \frac{D}{Z_i \cdot A_l} \tag{9}$$

Mit dem Wert d (Schichtdicke) für die Ausdehnung der Kristallite normal zum Substrat folgt Analoges für die Schichtoberflächen.

Damit erhält man für den spezifischen Widerstand der Schicht:

$$\rho = \rho_K + (\rho \cdot l) \frac{Z_i \cdot A_i}{D} + (\rho \cdot l) \frac{Z_a \cdot A_a}{d} \tag{10}$$

Der Index K darf in dem Produkt $(\rho \cdot l)$ aus dem oben genannten Grund entfallen.

Zwei Aspekte dieses Ergebnisses sind besonders hervorzuheben, wenn man die Beziehung (10) mit der Näherungsformel (2) von Fuchs gleichsetzt:

(a) Der durch die Streuung im Volumen der Schicht bedingte Anteil des spezifischen Widerstandes kann jetzt gegenüber der Fuchstheorie differenzierter beschrieben werden:

$$\rho_\infty = \rho_K + (\rho \cdot l) \frac{Z_i \, A_i}{D} \qquad (11)$$

Aus der obigen Darstellung ergibt sich, daß schon dieser Anteil über dem in der Literatur angebenen Wert für den spezifischen Widerstand des reinen, massiven Materials liegt. Der Literaturwert darf in diesem Zusammenhang, wie zahlreiche Messungen an dünnen Aufdampfschichten zeigen, unter keinen Umständen herangezogen werden.

(b) Aus der Gleichsetzung der Formeln (2) und (10) folgt ferner:

$$\frac{3}{8} (1-p) = Z_a \cdot A_a \qquad (12)$$

Der Spiegelungsparameter kann durch die Oberflächenkonzentration und den Wirkungsquerschnitt der Streuzentren ausgedrückt werden.

2.2.3. Der Temperungsprozeß

Die Basisschichten sollen eine möglichst wohlgeordnete und reproduzierbare Volumen- und Oberflächenstruktur besitzen. Zu diesem Zweck sind die Basisschichten nach dem Aufdampfen zu tempern. Da während der thermischen Behandlung in situ keine Strukturuntersuchung stattfinden kann, wird der Ordnungsprozeß der Schicht mit Hilfe einer Widerstandsmessung kontrolliert.

Das Widerstandsverhalten dünner, zusammenhängender Schichten bei thermischer Behandlung ist zuerst von Vand beschrieben worden /31/. Die Abbildung 6 zeigt schematisch die Änderung des Schichtwiderstandes als Funktion der Temperatur. Der Punkt A gibt den Wert des Schichtwiderstandes direkt nach dem Aufdampfen an. Je höher die Auf-

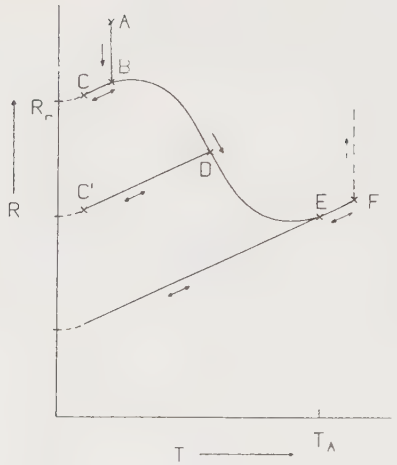


Abb. 6 Widerstandsänderung einer aufgedampften, zusammenhängenden Metallschicht bei thermischer Behandlung /31/

dampfrate gewählt wird, desto größer ist die anschließende spontane Widerstandsabnahme (A ⟶ B), die auf ein Ordnen der Schichtstruktur bei der Aufdampftemperatur zurückzuführen ist. Kühlt man die Schicht danach ab, so nimmt der Schichtwiderstand reversibel ab (B ⟷ C). Der Widerstand ändert sich zunächst linear mit der Temperatur. Für T ⟶ 0 K weicht der Zusammenhang von der Linearität ab. Den Widerstand, den die Schicht für T ⟶ 0 K annimmt, nennt man Restwiderstand R_r.

Bei Gültigkeit der Matthiessenschen Regel sind die verschiedenen Streuprozesse der Leitungselektronen, die zum elektrischen Widerstand beitragen, getrennt voneinander zu betrachten, und der spezifische Widerstand darf als Summe der einzelnen Beiträge berechnet werden. Insbesondere kann dabei zwischen einem temperaturabhängigen Anteil (Streuung an Phononen) sowie einem in der Regel temperaturunabhängigen Anteil (Streuung an Gitterfehlern) unterschieden werden. Der Restwiderstand R_r ist der durch Baufehler des Gitters her-

vorgerufene Beitrag zum Schichtwiderstand. Er ist demnach ein Maß für die Fehlerkonzentration im Inneren und an den Oberflächen der Schicht.

Erhöht man von B ausgehend die Temperatur, so tritt eine irreversible Erniedrigung des Schichtwiderstandes als Folge von Ordnungsvorgängen im Volumen und an den Oberflächen der Schicht auf. Die Erwärmung soll so langsam erfolgen, daß sich die Schicht stets im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Unterbricht man den Temperungsprozeß an einer Stelle D und kühlt die Schicht ab, so ändert sich der Widerstand wiederum reversibel mit der Temperatur (D $\leftrightarrow$ C'). Der durch die Fehlordnung bedingte Restwiderstand ist geringer geworden. Er hat ein Minimum erreicht, wenn die Temperkurve im Punkt E in eine Gerade einmündet, die parallel zu den Geradenstücken $\overline{BC}$ und $\overline{DC'}$ verläuft. Bei der Temperatur T_A ist der Ausheilungsprozeß der Schicht abgeschlossen. Eine weitere Erhöhung der Temperatur kann zu einer spontanen, irreversiblen Widerstandszunahme F führen, die durch ein Aufreißen der Schicht bedingt ist.

Bei den typischen Temperungstemperaturen ist eine Umkristallisation der Schicht nicht zu erwarten. Vand nennt drei Arten von Volumendefekten, die i.w. für die durch den Temperungsprozeß hervorgerufene Widerstandsabnahme verantwortlich sind:

(a) Paare aus Leerstellen und Zwischengitteratomen, (b) Leerstellen, (c) Zwischengitteratome. Da der Widerstand einer dünnen Schicht aber insbesondere durch die Oberflächenstruktur bestimmt wird, müssen auch die Oberflächendefekte genannt werden, die durch den Temperungsprozeß beseitigt werden können:

(a) isoliert liegende Adatome, (b) kleinere Konglomerate, (c) exponiert liegende Atome an Terrassenkanten. Zur Beseitigung der jeweils unter (a) genannten Defekte ist die geringste Aktivierungsenergie erforderlich. Die genannten Defekte tragen, wie oben erläutert, wesentlich zum spezifischen Widerstand einer dünnen Schicht bei, deshalb kann die beobachtete irreversible Widerstandsabnahme mit

dem Verschwinden der genannten Fehler erklärt werden.

Die Kristallitgröße sowie mehrdimensionale Baufehler im Volumen der Schicht sind in der Regel durch das Substrat und die Aufdampfbedingungen bestimmt und werden vom anschließenden Temperungsprozeß nicht beeinflußt. Punktdefekte im Volumen und an der Oberfläche hingegen heilen während des Temperns aus. Dieser Vorgang kann, wie gezeigt worden ist, kontrolliert werden durch Aufzeichnen des elektrischen Widerstandes der Schicht als Funktion der Temperatur. Der Temperungsprozeß ist dann abzubrechen, wenn der Schichtwiderstand mit steigender Temperatur ein Minimum durchlaufen hat.

2.3. Der elektrische Widerstand dünner, zweilagiger Metallschichten

Das Experiment liefert in der Hauptsache die Widerstandsänderung des Schichtsystems ΔR als Funktion der Deckschichtdicke d_2. Ziel der theoretischen Vorüberlegungen ist es, diese Funktion möglichst quantitativ herzuleiten.

Zu diesem Zweck werden in den beiden folgenden Abschnitten zunächst die asymptotischen Fälle, sehr geringe Bedeckung und große Deckschichtdicke, betrachtet. Dabei läßt sich zeigen, daß der Widerstand der aus einem Material bestehenden zweilagigen Schicht in der Hauptsache durch den Ordnungsgrad im Volumen und an den Oberflächen der Teilschichten bestimmt ist. Computersimulationen des Schichtwachstums liefern Informationen über Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit während des Aufwachsens der Deckschicht. Heterogene Doppelschichten besitzen darüber hinaus eine spezielle elektronische Struktur, die das Widerstandsverhalten der Schichtsysteme beeinflußt.

2.3.1. Die Widerstandsänderung bei geringer Bedeckung

Die Bedeckung θ der Basisschicht durch das Deckschichtmaterial sei so gering ($\theta \lesssim 0.1$), daß die Adatome von den Positionen aus, auf denen sie eintreffen, nicht miteinander wechselwirken können. Es werden zunächst nur arteigene Adatome betrachtet. Die Substrattemperatur sei so niedrig gewählt, daß die Adatome aus der Unterlage keine hinreichende Energie für Platzwechsel beziehen können. Die Atome geben ihre Kondensationsenergie innerhalb etwa zweier Gitterschwingungen an das Substrat ab (vgl. 2.1.). Damit haben sie auch nur die Möglichkeit, maximal zwei Platzwechsel durchzuführen. Diese geringe Mobilität kann praktisch keine Ordnungsvorgänge bewirken. Die Adatome liegen also isoliert und statistisch verteilt auf den Kristallitoberflächen der Schicht. Es ist schon erläutert worden (vgl.2.2.1.), daß gerade die Störungen der Oberfläche im atomaren Maßstab für die diffuse Streuung der Leitungselektronen verantwortlich sind. Isolierte Adatome auf einer ansonsten perfekten Terrassenfläche stellen selbst auf regulären Gitterplätzen Streuzentren für die Leitungselektronen dar.

Bisher wurde angenommen, daß der Spiegelungsparameter beider Grenzflächen der Schicht gleich ist. Durch die Bedeckung wird nur eine Grenzfläche verändert. Cottey hat eine Erweiterung der Theorie von Fuchs vorgenommen, bei der er für beide Grenzflächen voneinander abweichende Spiegelungsparameter (p_v: vakuumseitig, p_s: substratseitig) zuläßt /25/. Er zeigt in Übereinstimmung mit Lucas und Juretschke, daß für $d / l_\infty \gtrsim 1$

$$p = \frac{p_s - p_v}{2} \qquad (13)$$

gesetzt werden darf /32/, /33/.

Dann gilt für die Zunahme des spezifischen Widerstandes der Basisschicht aufgrund einer Verringerung des Spiegelungsparameters die folgende Beziehung:

$$\Delta\rho = -\frac{3}{16}\,(\rho \cdot l)\,\frac{1}{d}\,\Delta p \qquad \text{mit} \qquad -\Delta p \sim \theta \tag{14}$$

Die Schichtdicke wird als konstant angesehen, da die tatsächliche Schichtdickenänderung durch die geringe Bedeckung vernachlässigbar klein ist.

Wählt man die Unterlagentemperatur bei der Kondensation höher, so stellt man den Adatomen die Energie für weitere Platzwechsel zur Verfügung. Zunächst werden sich kleine Konglomerate bilden. Eine feste Anzahl isolierter Adatome besitzt aber einen größeren Streuquerschnitt für die Leitungselektronen als ein aus ihnen gebildetes Konglomerat. Folglich tritt bei höherer Temperatur trotz gleicher Bedeckung ein geringerer Widerstandsanstieg auf. Ist die Mobilität der Adatome wesentlich höher, so können sie Positionen finden, in denen ihr Einbau keine Änderung der Oberflächenrauhigkeit bedeutet. Im Extremfall sollte dann der spezifische Widerstand der Schicht praktisch konstant bleiben.

Bei diesen Überlegungen ist vorausgesetzt, daß der Streuquerschitt eines arteigenen Adatoms für die gegen die Oberfläche anlaufenden Leitungselektronen um so geringer ist, je weitgehender das Atom in die Oberfläche eingebaut ist (vgl. 2.1., Abbildung 2). Das Teilchen wirkt insbesondere in einer regulären Gitterposition, in der es mindestens so viele Nachbarn hat wie in einer Halbkristallage, nicht mehr als zusätzliches Streuzentrum.

Bei einer Bedeckung mit artfremdem Material liegen dagegen andere Bedingungen vor. Ein Fremdatom wirkt in der Regel selbst dann als Streuzentrum für die Leitungselektronen, wenn es im Inneren eines Festkörpers auf einem regulären Gitterplatz fest eingebaut ist. Bei einer Be-

deckung der Basisschicht mit fremdem Material wird die Widerstandszunahme pro kondensiertem Adatom also größer sein. Pariset hat gezeigt, daß sich die Linde-Regel auf diesen Fall anwenden läßt /8/. Die von Linde und Norbury empirisch gefundene Formel besagt /34 - 36/:

Verunreinigt man ein Metall mit einem anderen Metall, so tritt eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes um einen Betrag $\Delta\rho$ auf, der linear vom Quadrat der Valenzdifferenz ΔZ der beiden Elemente abhängt. Ist die Atomkonzentration c der Verunreinigung gering, so gilt

$$\frac{\Delta\rho}{c} = a\cdot(\Delta Z)^2 + b \qquad (15)$$

mit den Konstanten a und b, die nur von der Wahl des Lösungsmittels abhängen.

Obwohl die Regel für ausgedehnte Proben aufgestellt worden ist, läßt sich die Widerstandszunahme einer dünnen Schicht bei geringer Bedeckung mit artfremdem Metall durch die Formel (15) quantitativ beschreiben.

2.3.2. Das Widerstandsverhalten bei großer Deckschichtdicke

Die zweilagige Schicht kann nach Fischer als elektrische Parallelschaltung aus Basis- und Deckschicht betrachtet werden /37/. Die Leitfähigkeit der Doppelschicht ist dann die Summe der Leitfähigkeiten beider Teilschichten. Bezieht man die Werte jeweils auf die Leitfähigkeit der unbedeckten Basisschicht, so erhält man:

$$\frac{R_0}{R} = \frac{R_0}{R_1} + \frac{R_0}{R_2} \qquad (16)$$

Angaben ohne Index beziehen sich in diesem Zusammenhang auf die Doppelschicht. Der Index 1 gilt für die Basis- und der Index 2 für die Deckschicht. Widerstandsangaben zur unbedeckten Basisschicht werden durch den Index 0 kenntlich gemacht.

Basis- und Deckschicht besitzen dieselbe Geometrie der Grundfläche. So kann man die Widerstände durch die spezifischen Widerstände ersetzen:

$$\frac{R_0}{R} = \frac{\rho_0}{\rho_1} + \frac{\rho_0}{\rho_2 \cdot d_1} d_2 \qquad (17)$$

Die Gleichung (17) zeigt, daß nur dann die relative Leitfähigkeit eine lineare Funktion der Deckschichtdicke ist, wenn die spezifischen Widerstände ρ_1 und ρ_2 der beiden Teilschichten nicht mehr von der Schichtdicke abhängen. Im folgenden soll diskutiert werden, unter welchen Bedingungen dieses erwartet werden kann.

(a) Der spezifische Widerstand ρ_1 ist unabhängig von der Deckschichtdicke:
Erst mit großer Deckschichtdicke ist die formale Änderung des spezifischen Widerstandes der Basisschicht abgeschlossen. Es sei:

$$\rho_1 = \rho_0 + \Delta\rho_1 = \text{const.} \qquad (18)$$

Das Deckmaterial kann bei den vorgegebenen niedrigen Substrattemperaturen nicht in die Basisschicht eindringen und somit keinen Einfluß auf die Volumeneigenschaften der Basisschicht ausüben. Ändert sich der spezifische Widerstand der Basisschicht um den Betrag $\Delta\rho_1$, so muß das als Oberflächeneffekt gedeutet werden.

Die Basisschicht ist wohlgeordnet und besitzt einen Spiegelungsparameter nahe 1. Ein Leitungselektron, das gegen die Oberfläche der Basisschicht anläuft, wird dort spiegelnd reflektiert. Die Grenzflächen der Schicht tragen

also, wie oben beschrieben, nicht zum elektrischen Widerstand der Schicht bei. Wird auf die vakuumseitige Grenzfläche weiteres Material aufgebracht, so ist zwischen zwei Extremfällen zu unterscheiden:

α) Das Deckmaterial ist ebenso geordnet wie die Basisschicht. Folglich existiert keine tatsächliche Grenzfläche zwischen den Teilschichten. Dort ist auch jetzt die Wahrscheinlichkeit für die Streuung der Elektronen praktisch nicht höher als im übrigen Volumen der Schicht. Wenn die neue vakuumseitige Oberfläche ebenfalls einen Spiegelungsparameter nahe 1 besitzt, so muß der spezifische Widerstand der Basisschicht unbeeinflußt von einer beliebig dicken Deckschicht bleiben. (Der Fall, daß der Spiegelungsparameter der Deckschichtoberfläche deutlich von 1 abweicht, obwohl beide Teilschichten nahezu gleiche Fehlerkonzentration im Volumen aufweisen, soll im nächsten Abschnitt (2.3.3.) behandelt werden.)

β) Die Deckschicht ist wesentlich ungeordneter als die Basisschicht. Die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen ist also in der Deckschicht deutlich geringer als in der Basisschicht. Ein Elektron, das von der Basisschicht aus in die Deckschicht läuft, wird dort mit hoher Wahrscheinlichkeit nach einer kurzen Distanz gestreut. Dieser Streuprozeß lenkt das Elektron aber in der Regel wieder in die Basisschicht zurück. So kann man die ganze Deckschicht als "Entspiegelungsschicht" auffassen.

(b) Der spezifische Widerstand ρ_2 ist unabhängig von der Deckschichtdicke:
Wenn der spezifische Widerstand der Deckschicht keine Schichtdickenabhängigkeit aufweist, so kann daraus auf zwei mögliche notwendige Bedingungen geschlossen werden:

α) Die Deckschicht besitzt eine der Basisschicht entsprechende Struktur, so daß keine tatsächliche Grenzfläche zwischen den Teilschichten existiert.

β) die Volumenstruktur der Deckschicht ist so ungeordnet, daß der Einfluß ihrer Grenzflächen nicht zur Geltung kommt.

Zur Auswertung kann die relative Leitfähigkeit der zweilagigen Schicht als Funktion der Deckschichtdicke aufgetragen werden. Wenn die aufgeführten Voraussetzungen a) und b) erfüllt sind, dann sollte die Meßkurve sich mit großer Deckschichtdicke durch eine Gerade annähern lassen. Bei Kenntnis der Werte ρ_0 und d_1 können durch Auswertung der Steigung und des Achsenabschnitts der asymptotischen Geraden die Werte ρ_1 und ρ_2 ermittelt werden.

2.3.3. Computersimulation des Schichtwachstums

Wenn Basis- und Deckschicht aus dem gleichen Material bestehen und nahezu gleiche Volumenstruktur besitzen, handelt es sich mit Einschränkungen um eine Einfachschicht, deren Schichtdicke anwächst. Deshalb sollte es möglich sein, das Widerstandsverhalten der gesamten Doppelschicht mit der Formel (2) von Fuchs zu beschreiben. Bei diesem Vorgehen bleibt praktisch als einzige unbekannte Größe der Spiegelungsparameter der neuen vakuumseitigen Grenzfläche übrig. Es gilt also, den Spiegelungsparameter $p_v(d_2)$ zu jedem Zeitpunkt des Anwachsens der Deckschicht zu berechnen.

Wie oben gezeigt worden ist, läßt sich der Spiegelungsparameter durch das Produkt aus der Konzentration und dem Wirkungsquerschnitt der Oberflächenstreuzentren ausdrücken (vgl. 2.2.2.). Im Abschnitt 2.2.1. wurde erläutert, daß gerade die Rauhigkeit im atomaren Maßstab die diffuse Streuung der Leitungselektronen an den Oberflächen hervorruft.

Wenn der Wirkungsquerschnitt aller Streuzentren gleich ist, gilt es, die Dichte der Stufen von mindestens atomarer Höhe als Funktion der Deckschichtdicke zu ermitteln. Dieser Zusammenhang wird durch Simulation des Schichtwachstums mit einem Computerprogramm gewonnen. Eine mit dieser vergleichbare Computersimulation ist unabhängig auch von Chauvineau durchgeführt worden /38/:

Die Vorgänge auf der Oberfläche eines einzigen Kristalliten werden zunächst für sich betrachtet. Um das Resultat der Computersimulation mit dem Widerstandsverhalten der Schicht vergleichen zu können, muß über die Ergebnisse für eine große Zahl von Kristalliten gemittelt werden.

Die Kristallitoberfläche wird durch ein Feld von 100 mal 100 zweifach indizierten Variablen repräsentiert. Diese Ausdehnung entspricht, wie Strukturuntersuchungen der Basisschichten gezeigt haben, etwa der mittleren Kristallitgröße. Die Rechnungen haben ergeben, daß oberhalb einer Größe von etwa 64 mal 64 Positionen die Ergebnisse nicht mehr von der Feldgröße abhängen. Die Simulation beschreibt also auch die Vorgänge auf größeren Kristalliten.

Durch den Ablauf des Programms wird ein einfach kubisches System repräsentiert. Die hier diskutierten Ergebnisse dürfen allerdings auch auf andere Kristallstrukturen übertragen werden.

Ein Zufallszahlengenerator steuert die Kondensations- und Platzwechselvorgänge. Das Verhältnis w von Platzwechselfrequenz zu Kondensationsrate ist ein für die Rechnungen geeigneter Parameter. Er ist bei fester Aufdampfrate ein Maß für den Einfluß der Substrattemperatur (vgl. 2.1.). Kondensation heißt im Programm: ein zufällig herausgegriffenes Feldelement wird um 1 erhöht. Platzwechsel bedeutet: dieses Feldelement wird wieder um 1 erniedrigt und ein beliebiges der acht direkt angrenzenden Feldelemente wird um 1 erhöht. Platzwechsel dürfen nur durchgeführt werden, wenn sämtliche acht Nachbarplätze in derselben Ebene noch unbesetzt sind. Diese Voraussetzung bedeutet auf das Experiment bezogen, daß sich nur isolierte Adatome bewegen können. Die Teilchen laufen rein statistisch über die Oberfläche, bis sie auf mindestens einen Nachbarn stoßen. Diese Bedingungen entsprechen den Verhältnissen, die auf einer Metalloberfläche bei niedriger Temperatur vorliegen (vgl. 2.1.).

In äquidistanten Schritten wird die Dichte der Stufen S ausgezählt. Das Programm liefert so ein Maß für die atomare Oberflächenrauhigkeit eines einzelnen Kristalliten als Funktion der Deckschichtdicke. Um diese Daten für die gesamte Schichtoberfläche zu erhalten, ist über die Ergebnisse zahlreicher Programmläufe zu mitteln. Dabei ist die Vorbesetzung des Variablenfeldes, repräsentativ für die Anfangsrauhigkeit der unbedeckten Kristallitoberflächen, von Programmlauf zu Programmlauf geeignet zu variieren.

Die Abbildung 7 gibt die Ergebnisse der Simulation wieder. Dort ist die Dichte der Stufen S als Funktion der Deckschichtdicke, die in Monolagen (Ml) gemessen wird, aufgetragen. Der Parameter w ist das Verhältnis aus Platzwechselfrequenz und Kondensationsrate. In Abhängigkeit von diesem Parameter müssen drei Fälle unterschieden werden:

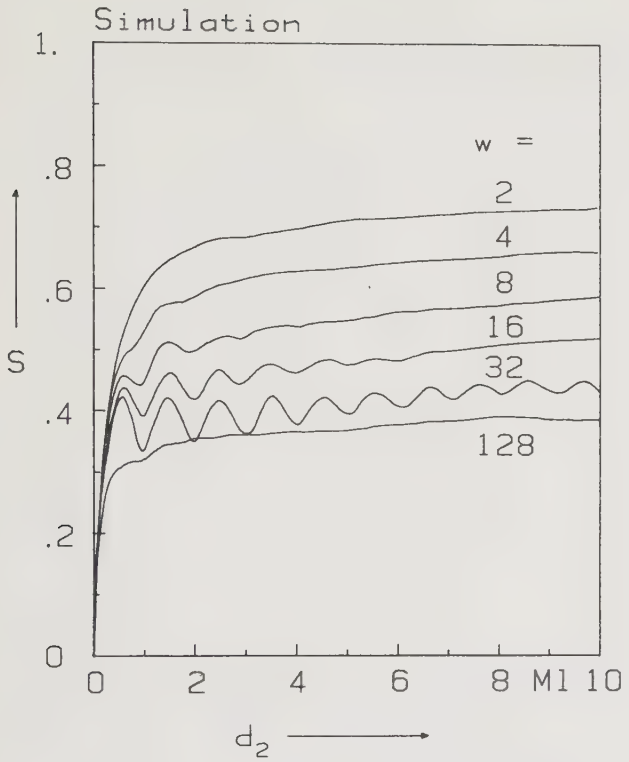


Abb. 7 Oberflächendichte atomarer Stufen als Funktion der Deckschichtdicke (Simulation) Kurvenparameter: Das Verhältnis w aus Platzwechselfrequenz und Kondensationsrate

$w \leq 4$: Es tritt ein starker Anstieg der Stufendichte auf. Nach einer mittleren Bedeckung von etwa drei Lagen erreicht die Rauhigkeit einen Sättigungswert.

$4 \leq w \leq 32$: Die Dichte der Stufen auf der Oberfläche ist eine oszillierende Funktion der Deckschichtdicke. Die Minima der Rauhigkeit liegen jeweils beim Vielfachen einer Monolage.

$128 \leq w$: Die Oberflächenrauhigkeit im atomaren Maßstab nimmt nur schwach mit der Bedeckung zu. Es treten keine Oszillationen auf.

Diese Ergebnisse zeigen, daß unter geeigneten Bedingungen auch im tatsächlichen Experiment die Oberflächenrauhigkeit und somit der elektrische Widerstand der Doppelschicht eine oszillierende Funktion der Deckschichtdicke werden kann.

Die durch eine Vorbesetzung erzeugte Anfangsrauhigkeit hat einen wesentlichen Einfluß auf die auftretenden Oszillationen. Besetzt man das Feld ausschließlich mit lauter Nullen vor, - im Experiment würde dies bedeuten, daß alle Kristallite der Schicht monoatomar glatt sind, - so nimmt die Amplitude der Oszillationen auch noch über eine Beweglichkeit $w \geq 128$ hinaus weiter zu. Tatsächlich besitzt jedoch der einzelne Kristallit eine individuelle Oberflächenrauhigkeit, bestehend aus zweidimensionalen Konglomeraten (a) und Terrassenkanten (b) monoatomarer Höhe, die als Anfangsbesetzung des Variablenfeldes in der Simulation berücksichtigt werden muß:

a) Die oberste fehlerfreie Netzebene des Kristalliten wird im Programm durch eine Vorbesetzung mit 0 gekennzeichnet. Die Anfangsrauhigkeit wird repräsentiert durch Bereiche, die mit 1 vorbelegt werden. Diese Bereiche haben einen Radius von mindestens 4 Positionen. Ein Zufallszahlengenerator steuert diese Vorbesetzung. Dabei wird insbesondere dafür Sorge getragen, daß die Gesamtzahl der mit 1 vorbesetzten Positionen variabel ist.

(b) Die Terrassenflächen der Kristallite sind im Simulationsfeld durch entsprechend vorbelegte Bereiche vertreten, deren Ausdehnung von Programmlauf zu Programmlauf zwischen 4 und 32 variiert wird.

Insgesamt sollen durch diese Vorbesetzungen, deren spezielle Wahl in sinnvollen Grenzen keinen Einfluß auf das Ergebnis hat, Rauhigkeitprofile beschrieben werden, wie sie an Metallschichten tatsächlich beobachtet werden /12, 13, 15/. Die verschiedenen Kurven der Abbildung 7 lassen sich dann durch unterschiedliche Vorgänge an der Schichtoberfläche interpretieren:

w≤4: Die Mobilität der Adatome ist so gering, daß keine Ordnungsvorgänge stattfinden können. Die Rauhigkeit wächst unbeeinflußt von der Anfangsrauhigkeit an.

4≤w≤32: Die Beweglichkeit der Adatome reicht in der Regel nicht dazu aus, daß die Teilchen eine Terrassenkante oder einen Konglomeratrand erreichen. Sie ist aber so hoch, daß ein lagenweises Anwachsen der Schicht auf den Terrassenflächen, sowie auf und zwischen den ausgedehnten Konglomeraten stattfinden kann. Wenn die einer Atomlage entsprechende Anzahl von Atomen aufgebracht worden ist, dann ist auch nahezu die gesamte Schicht mit genau einer zusätzlichen Lage bedeckt.

128≤w: Die Adatome sind so beweglich, daß sie eine Terrassenkante oder einen Konglomeratrand erreicht haben, noch bevor sie auf ihrem Weg mit einem anderen gerade kondensierten Adatom zusammentreffen. Die ersten eintreffenden Atome füllen auf diese Weise zunächst die Löcher in der Oberfläche. Wenn sich so eine ausgedehnte, monoatomar glatte Oberfläche ausgebildet hat, kann auf ihr die Deckschicht im weiteren lagenweise anwachsen. Von Ort zu Ort auf der Schichtoberfläche sind jedoch unterschiedlich viele Adatome notwendig, um die Anfangsrauhigkeiten auszugleichen. Der lagenweise Wachstumsprozeß findet nicht mehr auf der gesamten Oberfläche "synchron" statt. Im Mittel nimmt die Oberflächenrauhigkeit geringfügig zu.

Nach den Ergebnissen dieser Simulation ist also zu erwarten, daß im Experiment die Oberflächenrauhigkeit in einem gewissen Temperaturbereich eine oszillierende Funktion der Bedeckung ist. Wenn die Oberflächenbeschaffenheit den elektrischen Widerstand der Schichten in der beschriebenen Weise beeinflußt, dann sollte dies auch für den Schichtwiderstand gelten. Der experimentelle Befund wird im Abschnitt 4.2.1. gedeutet.

2.3.4. Der quantenmechanische Size Effekt in heterogenen Doppelschichten

Die von den Oberflächen einer einzelnen Schicht (einfacher Potentialtopf) spiegelnd reflektierten Elektronen können, als de Broglie-Wellen betrachtet, ein quantenmechanisches Interferenzphänomen hervorrufen /39 - 43, 8/. Bei der geringen Ausdehnung der Schicht bewirken die Randbedingungen eine grobe Quantelung des Anteils der kinetischen Energie der Leitungselektronen, welcher durch die Impulskomponente senkrecht zur Schichtebene gebildet wird. Dieses Phänomen bezeichnet man als quantenmechanischen Size Effekt (QSE). Aufgrund der Quantelung wird die Zustandsdichte der Elektronen schichtdickenabhängig. Die Abbildung 8 zeigt die Zustandsdichte als Funktion der relativen Schichtdicke für eine feste Energie.

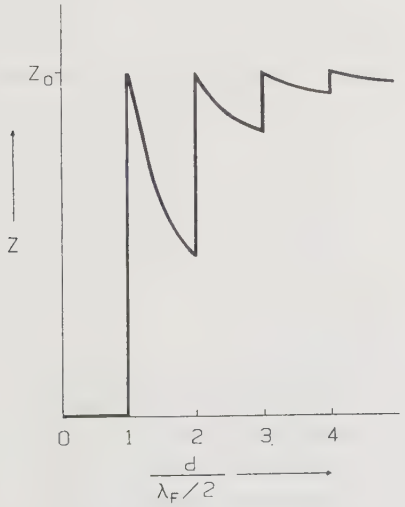


Abb. 8 Zustandsdichte als Funktion der Schichtdicke /8/

Die Funktion besitzt Unstetigkeitsstellen, die mit einer Periode auftreten, die der halben Fermi-Wellenlänge λ_F der Leitungselektronen entspricht. Dieser Verlauf der Zustandsdichte bewirkt, daß eine Schicht bis zu einer Dicke, die der Hälfte der Fermi-Wellenlänge entspricht, keine Leitfähigkeit zeigt. Darüber hinaus wird u.a. die Leitfähigkeit bzw. der Widerstand eine oszillierende Funktion der Schichtdicke mit einer Oszillationslänge von etwa $\lambda_F/2$. Die Amplitude der Oszillationen nimmt, wie die Theorie zeigt, mit zunehmender Schichtdicke und Temperatur rasch ab. Damit die Elektronenwellen konstruktiv interferieren können, müssen die Elektronen von den Grenzflächen spiegelnd reflektiert werden. Außerdem darf die Lebensdauer eines elektronischen Zustandes nicht zu gering sein. Die Schicht muß also einen großen Ordnungsgrad besitzen und bei möglichst tiefer Temperatur untersucht werden. Die Tatsache, daß die Fermi-Wellenlänge bei Metallen in der Regel nur wenig größer als die Gitterkonstante ist, stellt die Beobachtbarkeit dieses Phänomens zunächst in Frage, denn die Schicht wächst in der zu betrachtenden Größenskala diskontinuierlich an. Die für die Leitungselektronen maßgebliche Potentialbarriere mittelt aber in diesem Bereich zum Teil über Oberflächenrauhigkeiten hinweg (vgl. 2.2.1.). Der Potentialtopf, in dem sich die Leitungselektronen befinden, wird also beim Aufdampfen der Schicht kontinuierlich verbreitert.

Bisher ist der QSE durch Widerstandsmessungen an metallischen Einfachschichten nur in Einzelfällen nachgewiesen worden /42, 43/.

Notwendige Vorbedingung für die Meßbarkeit ist es, extrem glatte Schichten herzustellen, die schon ab einer Dicke einzelner Atomlagen zusammenhängend sind. Diese Voraussetzung wird in einzelnen Fällen von den Deckschichten der zweilagigen Schichten erfüllt.

Zwischen den unterschiedlichen Materialien von Deck- und Basisschicht bildet sich ein Kontaktpotential aus.

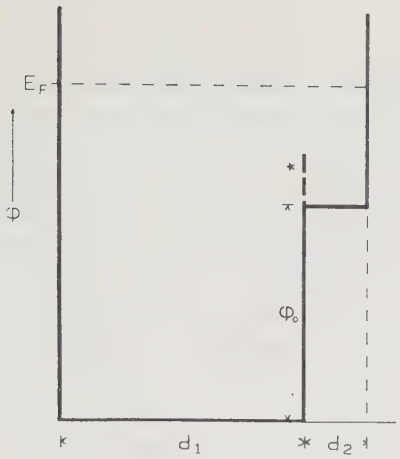


Abb. 9 Einfaches Potentialmodell einer heterogenen Doppelschicht

Die Doppelschicht kann durch zwei gegeneinander in der Höhe verschobene Potentialtöpfe dargestellt werden, wobei die Stufe in Abhängigkeit von der kinetischen Energie E der Elektronen eine Reflektivität r besitzt:

$$r = \frac{1-\sqrt{1-x}}{1+\sqrt{1-x}} \; ; \quad x = \frac{\varphi_o}{E} \tag{19}$$

Es ist denkbar, daß an der Grenzfläche zwischen den Teilschichten noch eine zusätzliche Potentialbarriere * aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten beider Materialien entsteht /44/. Diese Barriere erhöht die Reflektivität der Grenzfläche zwischen beiden Schichten.

Wenn die Reflektivität genügend hoch ist, trifft in erster Näherung das beschriebene Verhalten der Einzelschicht auf die Deckschicht zu. Wenn die Deckschicht als zusammenhängende Schicht wohlgeordnet anwächst, können

Oszillationen des Schichtwiderstandes mit einer Oszillationslänge $\lambda_F/2$ als Funktion der Deckschichtdicke auftreten /44/. Diese Oszillationen lassen sich für die Deckschichtmaterialien Indium und Gallium aufgrund ihrer deutlich größeren Oszillationslänge von den durch ein lagenweises Anwachsen der Schicht hervorgerufenen Oszillationen des Schichtwiderstandes unterscheiden.

3. Experimentelle Details

Experimente an dünnen Schichten lassen die Veränderung einer Vielzahl von Parametern, wie Aufdampfrate, thermische Behandlung, Restgasdruck etc. zu. Zu berücksichtigen sind zudem auch eine Reihe versteckter Einflüsse wie etwa die Vorbehandlung des Substrats. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, ist eine ausführliche Beschreibung der experimentellen Details notwendig. Darüber hinaus wird über die Ergebnisse der an den Basisschichten durchgeführten Strukturuntersuchungen berichtet.

3.1. Der Aufbau der Versuchsapparatur

Für die Messungen ist ein Ultrahochvakuum-Pumpstand mit einem Helium-Badkryostaten kombiniert worden. Der Restgasdruck beträgt in dieser Anordnung etwa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Während des Aufdampfens der Schichten steigt der Druck nicht über $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der Kryostat ermöglicht Probentemperaturen zwischen 6 K und 600 K. Die Probe ist bis auf eine verschließbare Öffnung für den Dampfstrahl von Wänden umgeben, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. In einem Abstand von etwa 30 cm zur Probe befinden sich die Verdampferquellen, Wolfram-Schiffchen, die durch Stromdurchgang beheizt werden. Der wassergekühlte Schichtdickenmeßquarz ist in etwa gleichem Abstand zur Verdampferquelle montiert. Von außen bedienbare Blenden gestatten es sowohl die Probe als auch die Schiffchen abzudecken. So kann der Dampfstrahl entweder nur für den Meßquarz oder für Meßquarz und Probe freigeben werden. Die Probe besteht aus einem mit Kontakten versehenen Glasplättchen, das als Substrat auf einen Probenhalter aus Kupfer aufgeklebt ist. Ein spezieller Probenhalter wurde konstruiert, der es gestattet, ohne Belüftung der Vakuumapparatur bis zu zehn Doppelschichten nacheinander herzustellen und das elektrische Verhalten der Schichten getrennt voneinander zu untersuchen.

3.2. Die Probenpräparation

Als Substrat dient ein Glasplättchen, wie es als Deckgläschen in der Lichtmikroskopie verwendet wird. Es ist aus folgenden Gründen als Substratmaterial geeignet:

Da es nach dem Floatglasverfahren hergestellt wird, besitzt es eine hinreichend glatte Oberfläche, die insbesondere keine Polierriefen aufweist. Aufgrund der geringen Dicke von nur 0.1 mm gewährleistet es einen guten thermischen Kontakt zwischen Probenhalter und Schicht.

Das Substratglasplättchen wird zunächst an Luft ca. eine Stunde bei etwa 450 K ausgeheizt. Dann werden zwei Kontaktflächen aus dem Material der Basisschicht mit einer Dicke von 100 nm auf das Glasplättchen aufgedampft. Durch eine geeignete Anordnung von Maske, Substrat und Verdampferquelle wird dafür gesorgt, daß die Kanten der Kontaktflächen keilförmig ausgebildet sind /45/. Der Neigungswinkel beträgt etwa 1°. So wird ein Abreißen der zu untersuchenden Schicht an den Übergängen zu den Kontaktflächen verhindert. Zu den Kontakten führen je zwei Golddrähte mit einem Durchmesser von 0.05 mm. Sie werden mit Leitsilber, einer kolloidalen Lösung von Silberteilchen in einem organischen Lösungsmittel, angeklebt. Diese Art der Kontaktierung hat sich insbesondere wegen des geringen Übergangswiderstandes und der mechanischen Stabilität bei großen Temperaturänderungen bewährt. Die vier Zuleitungen bilden die getrennten Stromzuleitungen und Spannungsabgriffe für die Widerstandsmessung. Das so präparierte Glasplättchen wird mit Leitsilber auf den Probenhalter aufgeklebt. In geringem Abstand über dem Glas wird eine Maske mit rechteckiger Öffnung befestigt, die die Geometrie der Schicht vorgibt. Länge und Breite der Schichten liegen im Bereich einiger mm.

Vor dem Einbau in den Rezipienten wird der Probenhalter etwa eine Stunde bei 450 K ausgeheizt. Die organischen Bestandteile des Klebers verdampfen, und das zurückbleibende Silber gewährleistet einen guten mechanischen, elektrischen und thermischen Kontakt. Der Probenhalter ist während des Ausheizens der UHV-Apparatur etwa 50 K heißer als der Rezipient. Nach der Vorbehandlung tritt keine Beeinträchtigung des Vakuums durch den Kleber mehr auf.

Untersuchungen der Glassubstrate mit einem Lichtmikroskop (u.a. bei Dunkelfeldbeleuchtung) haben gezeigt, daß die thermische Behandlung einen positiven Einfluß auf die Oberflächenbeschaffenheit des Glases hat. Zu Beginn befinden sich auf der Oberfläche Störungen von submikroskopischer Größe, die sich nur durch ihr Streulicht bemerkbar machen. Nach dem Ausheizen des Glasplättchens sind diese Unregelmäßigkeiten nahezu vollständig verschwunden.

Das Glasplättchen dient als Substrat für die Basisschicht, die mit einer Rate von 0.2 nm/s aufgedampft und im allgemeinen sofort getempert wird. Die Deckschicht wird dann mit einer Aufdampfrate von $5 \cdot 10^{-3}$ nm/s aufgebracht.

3.3. Eigenschaften der Basisschicht

In den Abschnitten 2.3 bis 2.3.4. ist erläutert worden, daß das elektrische Verhalten der Basisschicht Informationen über den Wachstumsprozeß und Ordnungszustand der Deckschicht liefern kann. Die Basisschicht ist aber zugleich Substrat für die Deckschicht, bestimmt also mit ihrer Oberflächenstruktur entscheidend den Wachstumsprozeß des Deckmaterials mit. Diese Zusammenhänge zwingen dazu, eine hohe Reproduzierbarkeit bei der Herstellung der Basisschichten anzustreben und möglichst viele Informationen über ihre Struktur in Erfahrung zu bringen. Im folgenden werden zunächst die Herstellungsbedingungen aufgeführt und dann die Ergebnisse der Strukturuntersuchungen diskutiert.
Die Substrattemperatur T_1 beim Aufdampfen der Basisschicht beträgt für Silber und Gold 300 K und für Indium 120 K /46, 47/. Die Basisschichten müssen einerseits so dick sein, daß sie homogen sind, andererseits sollten sie möglichst dünn sein, damit sich die Einflüsse der zu untersuchenden Oberflächeneffekte auf den elektrischen Widerstand der Schicht besonders deutlich auswirken. Die Basisschichtdicke ist deshalb einheitlich zu 20 nm gewählt worden.

Nach dem Aufdampfen wird die Schicht bis zu der Temperatur T_A erwärmt, um Volumen- und Oberflächendefekte der Schicht ausheilen zu lassen (vgl. 2.2.3.). Der Temperungsvorgang wird durch Aufzeichnen des Schichtwiderstandes als Funktion der Temperatur kontrolliert. Für alle verwendeten Materialien entspricht der Verlauf der Widerstandsänderung dem im Abschnitt 2.2.3. beschriebenen Verhalten. Der Temperungsprozeß wird abgebrochen, sobald der Schichtwiderstand ein Minimum durchlaufen hat (T_A(Ag)=350 K, T_A(Au)=450 K, T_A(In)=160 K) /46, 47/. Die Abbildung 10 zeigt das Widerstandsverhalten einer 20 nm dicken Silber-Schicht bei thermischer Behandlung.

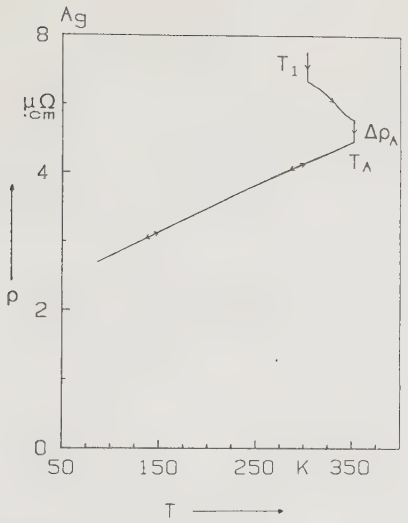


Abb. 10 Änderung des spezifischen Widerstandes einer Silber-Basisschicht beim Tempern
Aufdampftemperatur: T_1
Temperungstemperatur: T_A
spontane Widerstandsabnahme : $\Delta\rho_A$

Um eine Bedeckung der Basisschichtoberfläche mit Restgasmolekülen zu vermeiden, sollte möglichst wenig Zeit zwischen der Herstellung der Basisschicht und dem Aufdampfen des Deckmaterials vergehen. Aus diesem Grunde wird die Schicht beim Tempern relativ schnell erwärmt (0.1 K/s). Abweichend von dem im Abschnitt 2.2.3. beschriebenen Verhalten tritt deshalb nach Durchlaufen des Widerstandsminimums bei konstanter Temperatur T_A noch eine spontane Widerstandsabnahme $\Delta\rho_A$ auf. Sie ist nach maximal 5 Minuten abgeschlossen.

Einige Silber- und Gold-Basisschichten sind mit einem Elektronenmikroskop und mit einem Röntgendiffraktometer untersucht worden.

Mit Hilfe eines Durchstrahlungselektronenmikroskops konnte gezeigt werden, daß die Schichten mikrokristallin sind und keine Löcher aufweisen. Durch Auswertung einiger Aufnahmen ist die mittlere laterale Ausdehnung D der Kristallite abgeschätzt worden. Sie beträgt etwa 30 nm. An einzelnen, besonders großen Kristalliten kann mit der Elektronenbeugung in Durchstrahlung gezeigt werden, daß die (lll)-Ebenen dieser Kristallite parallel zur Substratoberfläche liegen.

Die Röntgenbeugungsuntersuchungen haben gezeigt, daß die [lll]-Richtung praktisch sämtlicher Kristallite senkrecht zur Substratoberfläche steht. Diese Struktur läßt sich leicht aus der Keimbildungsphase der Schicht erklären. Wenn das Glassubstrat glatt und die Unterlagentemperatur hinreichend hoch ist, streben die ersten aufgebrachten Atome eine möglichst dichte Packung in der Ebene an. Diese Keime bilden bei einer kubisch flächenzentrierten oder tetragonalen Struktur parallel zum Substrat liegende Bestandteile von (lll)-Ebenen. Die so vorgegebene Orientierung wird über die ganze Schichtdicke beibehalten. Die Ausdehnung der Kristallite senkrecht zur Substratoberfläche entspricht gerade der Schichtdicke. Diese Information erhält man durch Auswertung der Halbwertsbreite des (lll)-Reflexes /48/.

Da die Ausdehnung der Kristallite senkrecht zur Substratoberfläche der Schichtdicke entspricht, kann ein besonderer Effekt bei der Röntgenbeugung beobachtet werden:

Nehmen nur wenige Netzebenen (hier ca. 85) an der Entstehung des Interferenzmusters teil, und ist diese Anzahl über die gesamte ausgeleuchtete Fläche nahezu gleich, so können spezielle Nebenmaxima und -minima des Beugungsreflexes beobachtet werden. Die Abbildung 11 zeigt für eine Silber-Basisschicht (d_1=20 nm) diese Feinstruktur des (lll)-Reflexes.

Die relative Höhe der Nebenmaxima und -minima zueinander kann Informationen über die Oberflächenrauhigkeit der Schicht liefern /49 - 52/.

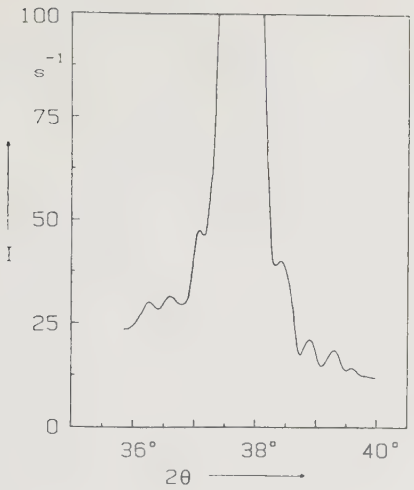


Abb. 11 Feinstruktur des (111)-Reflexes im Beugungsdiagramm einer Silber-Basisschicht /52/
Beugungswinkel:θ
Zählrate:I

Zwei unterschiedlich dicke Bereiche der Schicht erzeugen Interferenzmuster, deren Nebenmaxima und -minima unterschiedliche Abstände zum Hauptmaximum aufweisen. Wenn die Rauhigkeit größer als einige Netzebenen ist, führt die inkohärente Überlagerung sämtlicher Interferenzmuster zum Verschwinden der Feinstruktur. Aus der Tatsache, daß bei den verwendeten Silber-Basisschichten die Feinstruktur im Beugungsdiagramm (s. Abbildung 11) zu erkennen ist, darf also geschlossen werden, daß die Rauhigkeit der Grenzflächen zusammen über die gesamte Schicht nur wenige Atomlagen beträgt.

Darüber hinaus kann aus dem Abstand der Nebenminima untereinander auf die mittlere Anzahl der beteiligten Netzebenen geschlossen werden /54/. Da bekannt ist, daß es sich um (111)-Ebenen handelt, läßt sich hieraus die Schichtdicke

berechnen. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Anordnung und die genannten Herstellungsbedingungen sind die Abweichungen zwischen den Werten dieser Schichtdickenmeßmethode und dem Schwingquarzverfahren für Silberschichten geringer als 3% /52/.

Die Röntgenstrukturanalyse hat gezeigt, daß die Dicke der gesamten Basisschicht nur um wenige Atomlagen schwankt. Die Rauhigkeit eines einzelnen Kristallits beträgt nur eine oder zwei atomare Stufen. Die Überlegungen zum Temperungsprozeß legen nahe, daß diese Rauhigkeiten auf den Kristallitoberflächen durch wenige ausgedehnte Konglomerate und einzelne Terrassenkanten gebildet werden (vgl. 2.2.3.). Mit dem Verlauf des Oberflächenpotentials ist begründet worden, daß eine solche Oberfläche einen Spiegelungsparameter nahe 1 besitzt (vgl. 2.2.1.). Diese Annahme konnte durch zusätzliche Messungen bestätigt werden /52/.

Der spezifische Widerstand einer solchen Basisschicht liegt dennoch weit über dem in der Literatur angegebenen Wert für das verwendete Metall. Die Widerstandserhöhung wird durch die hohe Fehlerkonzentration im Volumen der Basisschicht hervorgerufen. So bedingt die geringe Kristallitgröße eine Vielzahl von Korngrenzen, und die während des Aufdampfens der Schicht eingebauten Restgasatome bilden in geringem Maße weitere Defekte (vgl. 2.2.2.). Unter Vernachlässigung der Oberflächenstreuung ist die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen l_∞ in der Schicht geringfügig kleiner oder größer als die Basisschichtdicke (s. Tabelle 2). Diese Werte gelten für die hier verwendeten Basisschichten unter der Voraussetzung, daß das Produkt $(\rho \cdot l)$ eine Materialkonstante ist (s. Tabelle 1), und die Schichten einen Spiegelungsparameter nahe 1 besitzen.

Metall	$\frac{l_\infty}{nm}$	Temperaturintervall
Ag	20 - 30	10 K - 350 K
Au	20 - 30	
Ga	5 - 10	10 K - 100 K
In	15 - 20	

Tabelle 2 Die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen im Volumen der Basisschicht

Diese Tatsache ist ein weiterer Grund für die spezielle Wahl der Basisschichtdicke zu 20 nm. So liegen bei den verschiedenen Materialien vergleichbare Bedingungen für den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf den Schichtwiderstand vor.

Die hier beschiebenen Eigenschaften der Basisschichten müssen zur Deutung der Meßergebnisse herangezogen werden.

3.4. Die Meßtechnik

In diesem Abschnitt wird auf die Probleme der Widerstands-, Temperatur- und Schichtdickenmessung eingegangen.

3.4.1. Die Widerstandsmessung

Mit der verwendeten Widerstandsmeßschaltung kann der Wert des Schichtwiderstandes R_S gemessen und empfindlich eine Änderung des Schichtwiderstandes ΔR_S, ausgehend von einem beliebigen Anfangswert, detektiert werden. Die Abbildung 12 zeigt eine Skizze der Schaltung.

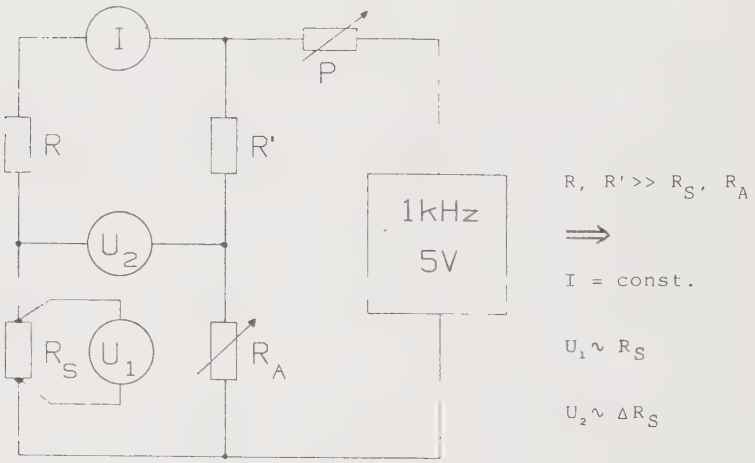


Abb. 12 Skizze der Widerstandsmeßschaltung

Der Schichtwiderstand wird mit Hilfe der Vier-Punkt-Methode durch eine Messung des Stroms I und der Spannung U_1 bestimmt. Die Wheatstone-Brücke liefert durch Vergleich des Schichtwiderstandes mit dem Abgleichelement R_A die Spannung U_2 als ein Maß für die Abweichung ΔR_S des Schichtwiderstandes von einem einstellbaren Ausgangswert.

Die Schaltung wird mit niederfrequentem Wechselstrom (≈1 kHz) gespeist, da es technisch einfacher ist, kleine Wechselspannungen zu registrieren. Darüber hinaus werden auf diese Weise gleich während der Messung Thermospannungen herausgemittelt. Die Spannungen U_1 und U_2 werden mit einem Lock-in Verstärker gemessen. Dieser wird hier als Wechselspannungsvoltmeter mit extrem schmalbandigem Filter für die Signalfrequenz eingesetzt. Die Wahl der Frequenz und der Zeitkonstanten bedingen eine Güte des Filters von etwa 10^3. So läßt sich auch bei kleinen Meßströmen eine hohe Störsicherheit erreichen.

In der Funktion des Mitteninstrumentes besitzt der Lock-in Verstärker den Vorteil, daß die Gleichrichtung phasenempfindlich geschieht. Die Ausgangsgleichspannung besitzt ein Vorzeichen, das anzeigt, in welche Richtung die Brücke verstimmt ist.

Die Ausgangsspannung des Lock-in Verstärkers wird direkt mit einem x-y Schreiber als Funktion der Schichtdicke oder Temperatur aufgezeichnet. Außerdem werden die Wertepaare für eine spätere Verarbeitung digitalisiert.

Aufgrund der gewählten Schichtgeometrie liegen die zu messenden Schichtwiderstände im Bereich zwischen 5Ω und 50Ω . Der Meßstrom durch die Schicht beträgt maximal 0.1 mA. Das entspricht einer Strombelastung von $\lesssim 5$ A/mm² . Die mit der Brückenschaltung noch sicher meßbare relative Widerstandsänderung liegt dann unter 0.1%.

Der Fehler in der Widerstandsmessung kann gegenüber dem Fehler in der Schichtdickenmessung vernachlässigt werden.

3.4.2. Die Temperaturmessung

Die Probentemperatur wird mit einem Au(Fe)/Chromel Thermoelement gemessen /53/. Diese Metallkombination ist besonders gut für Messungen im Temperaturbereich zwischen 4 K und 300 K geeignet, da sie in diesem Bereich eine hohe Thermospannung und eine lineare Kennlinie besitzt. Die Kontaktstelle des Thermoelements ist im Abstand weniger mm vom Substrat auf dem Kupfer-Probenhalter montiert. Eine Vergleichsmessung ergab, daß die Oberfläche des Glassubstrats die Temperatur des Probenhalters mit einer Zeitverzögerung von etwa einer Minute annimmt. Die Schicht nimmt also nach einer gewissen Einstellzeit die vom Thermoelement angezeigte Temperatur an.

Es muß sichergestellt sein, daß die Schicht nicht durch die Strombelastung, durch das Aufdampfen weiteren Materials oder die von der Verdampferquelle ausgehende Strahlungswärme unzulässig aufgeheizt wird. Mit Hilfe der Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstandes selbst kann direkt gezeigt werden, daß das nicht der Fall ist:

a) Aus technischen Gründen ist es nicht möglich, die Temperatur einer 20 nm dicken Basisschicht (ca. 85 Atomlagen) während des Aufdampfens direkt zu messen. Der Temperaturkoeffizient der bedeckten und unbedeckten Basisschicht ist aber bekannt. Unterbricht man den Aufdampfprozeß plötzlich durch Abdecken der Verdampferquelle, so ändert sich der Schichtwiderstand daraufhin nicht. Es findet also insbesondere keine Abkühlung der Schicht statt. Daraus kann geschlossen werden, daß die Temperatur der Schicht während des Bedampfens nicht unzulässig ansteigt.

b) Eine geringe Erhöhung sowie eine beliebige Erniedrigung des Probenstromes hat bei jeder Probentemperatur keinen Einfluß auf den gemessenen Schichtwiderstand. Die Schicht wird also durch den Meßstrom nicht unzulässig erwärmt.

Diese Tests zeigen, daß die vom Thermoelement registrierte Temperatur als Probentemperatur interpretiert werden darf.

3.4.3. Die Schichtdickenmessung

Die Bestimmung der Schichtdicke und die Kontrolle der Aufdampfrate geschieht mit der Schwingquarzmethode. Ein nahe der Probe im Rezipienten montierter Quarz (5 MHz) wird mitbedampft. Die Massenbelegung des Quarzes bewirkt eine Abnahme seiner Resonanzfrequenz. Aus der Geometrie der Anordnung kann auf die Massenbelegung des Substrats geschlossen werden. Mit Hilfe der Dichte des Materials errechnet man aus der Massenbelegung die Schichtdicke. So entspricht bei der gewählten Anordnung eine Dicke der Silber-Basisschicht von 20 nm einer Frequenzänderung von 1.75 kHz.

Bei einer Fehlerbetrachtung der Schichtdickenmessung sind die Genauigkeit der absoluten Angabe der Schichtdicke, die Reproduzierbarkeit einer vorgegebenen Schichtdicke und Schwankungen der Schichtdicke längs einer einzelnen Schicht zu beachten:

a) Die Schichtdickenmessung beruht auf der Annahme, daß die Dichte der Schicht der des zugehörigen massiven Materials entspricht. Dieser Sachverhalt ist nicht direkt überprüfbar. Es ist deshalb sinnvoll, die Schichtdickenmessung mit einem anderen, unabhängigen Verfahren zu vergleichen. Mit Hilfe der Röntgenbeugung an dünnen Schichten kann die Schichtdicke kontrolliert werden. Die Abweichungen zwischen den mit beiden Verfahren ermittelten Werten liegen für Silber unter 3% /52/. Diese Abweichungen sind neben der Unsicherheit in der Angabe der Dichte auf Fehler bei der Berücksichtigung der Aufdampfgeometrie und auf die thermische Instabilität des Schwingquarzes zurückzuführen.

b) Die Faktoren, die zu einer Unsicherheit in der absoluten Schichtdickenangabe führen, sind bei gegebener Anordnung und gleichen Herstellungsparametern konstant. Die Abweichungen in der Dicke der Basisschichten von Experiment zu Experiment sind bei dem gleichen Material wesentlich geringer als der absolute Fehler in der Schichtdickenangabe.

c) Die Schwingquarzmethode liefert nur die Angabe einer mittleren Schichtdicke, da jede Aufdampfschicht eine gewisse Oberflächenrauhigkeit besitzt. Die Untersuchungen der Silber-Basisschichten mit einem Röntgendiffraktometer haben gezeigt, daß die Schichtdicke über die gesamte Ausdehnung nur um einige wenige Atomlagen schwankt.

4. Meßergebnisse und Deutung

Im Rahmen dieser Arbeit sind die homogenen Doppelschichtsysteme Silber/Silber und Indium/Indium und die heterogenen Schichtsysteme Silber/Indium, Silber/Gallium sowie Gold/Indium, Gold/Gallium untersucht worden. Als wesentlicher Parameter ist die Substrattemperatur T_2 beim Aufdampfen der Deckschicht variiert worden. Im folgenden werden die Ergebnisse der Messungen diskutiert. Die Auswertung ist zum Teil exemplarisch beschrieben, d.h. es wird nicht jedes in den Abschnitten 2.3.1. bis 2.3.4. angesprochene Auswertverfahren auch auf jedes Schichtsystem angewandt.

4.1. Das Schichtsystem Silber/Silber

Auf eine getemperte Silber-Basisschicht mit einer Dicke von 20 nm wird weiteres Silber aufgedampft. Dieses führt zu einer Änderung des Schichtwiderstandes. In Abbildung 13 ist die relative Widerstandsänderung $\Delta R/R_0$ als Funktion der Deckschichtdicke aufgetragen. Dabei ist R_0 der Widerstand der unbedeckten Basisschicht. Der Parameter der Kurvenschar ist die Substrattemperatur T_2 beim Aufdampfen des Deckmaterials.

Beträgt die Substrattemperatur 10 K, so tritt eine große Widerstandszunahme von etwa 40% bei einer Deckschichtdicke von einigen Atomlagen auf. Daran anschließend nimmt der Schichtwiderstand mit steigender Deckschichtdicke nur langsam wieder ab. Er liegt auch bei einer Deckschichtdicke, die etwa der Hälfte der Basisschichtdicke entspricht, noch ca. 25% über dem Wert der unbedeckten Basisschicht. Die Wahl einer um 20 K höheren Substrattemperatur beeinflußt den Kurvenverlauf nur geringfügig. Bei einer Substrattemperatur von 78 K sind die Anfangssteigung und die Höhe des Maximums deutlich geringer. Oberhalb von 200 K

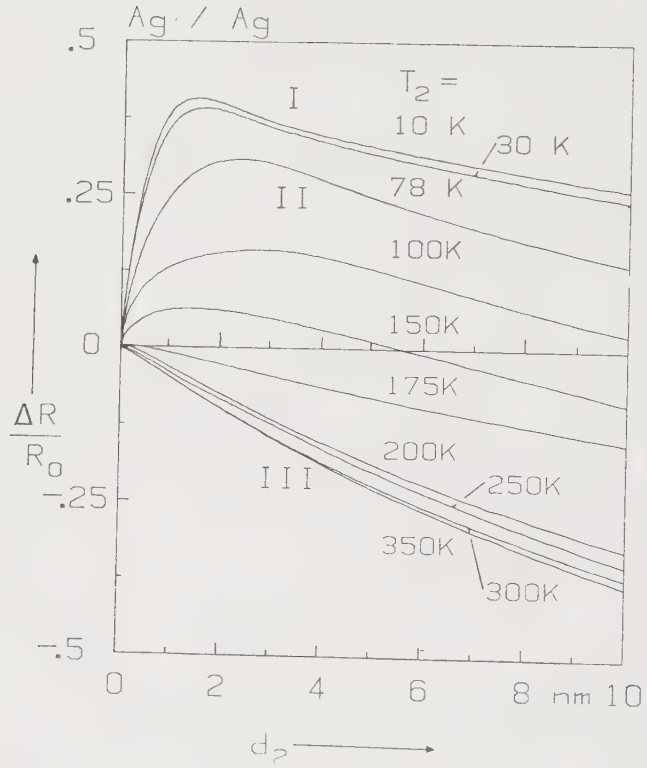


Abb. 13 Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke,
Basisschichtdicke: $d_1 = 20$ nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

tritt schon mit dem Beginn der Bedeckung eine Widerstandsabnahme auf. Die höchste gewählte Substrattemperatur beträgt 350 K, entsprechend der Temperatur T_A, bis zu der die Basisschichten beim Tempern erwärmt worden sind.

Zur Interpretation der Meßergebnisse werden drei Bereiche der Deckschichtdicke unterschieden: sehr geringe Bedeckung, Bedeckung mit einigen Atomlagen und große Deckschichtdicke.

4.1.1. Geringe Bedeckung

Bei niedriger Substrattemperatur (10 K - 30 K) können die eintreffenden Adatome nur wenige Platzwechsel ausführen. Bis zu einer Bedeckung von etwa einem Zehntel einer kompletten Atomlage sind deshalb noch nahezu alle Adatome voneinander getrennt und wirken einzeln als Streuzentren für die Leitungselektronen, die gegen die Oberfläche anlaufen. Der Anteil der spiegelnd reflektierten Elektronen nimmt proportional zur Anzahl der aufgebrachten Adatome ab. In Abbildung 14 ist die relative Widerstandsänderung als Funktion der Bedeckung bis zu einer halben Atomlage aufgetragen. Die Herstellungsdaten von Basisschicht und Deckschicht sind in der Tabelle 3 zusammengefaßt.

Kurve	$\frac{T_1}{K}$	$\frac{T_A}{K}$	$\frac{T_2}{K}$
I	300	350	10
II	300	350	78
III	300	350	350
IV	78	-	78

Tabelle 3 Herstellungsbedingungen zu den Messungen I - IV
Aufdampftemperatur der Basisschicht: T_1
Temperungstemperatur der Basisschicht: T_A
Aufdampftemperatur der Deckschicht: T_2

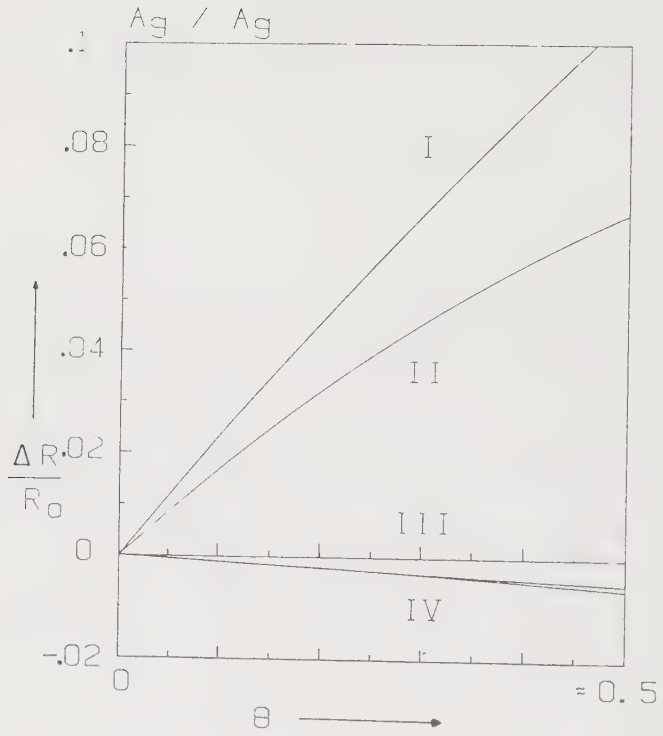


Abb. 14 Relative Widerstandsänderung als Funktion der Bedeckung bei unterschiedlichen Herstellungsbedingungen für beide Teilschichten
Basisschichtdicke: d_1= 20 nm

Der Widerstand nimmt mit der Bedeckung bis zu einem Zehntel einer Atomlage linear mit der Deckschichtdicke zu (Kurve I) (vgl. 2.3.1.). Beträgt die Substrattemperatur 78 K, so ist die Widerstandszunahme deutlich geringer (Kurve II). Darüber hinaus weicht diese Kurve schon bei geringerer Bedeckung von der Linearität ab. Diese beiden Ergebnisse zeigen, daß eine Substrattemperatur von 78 K ausreicht, um den isolierten Adatomen eine gewisse Beweglichkeit zu geben, aufgrund derer sie zu kleinen Konglomeraten zusammenlaufen können. Wie im Abschnitt 2.3.1. erläutert, führt dieses zu einer verminderten Widerstandszunahme. Es besteht keine Proportionalität mehr zwischen Bedeckung und Widerstandsanstieg.

Wenn die Substrattemperatur genügend hoch ist, können die Adatome so viele Platzwechsel machen, daß sie die Terrassenkanten bzw. die Ränder der vorhandenen, großen Konglomerate erreichen (vgl. 3.3.). So ändert sich die Oberflächenbeschaffenheit praktisch nicht, und es tritt nur eine geringfügige Zunahme der mittleren Schichtdicke auf. Bei einer Substrattemperatur von 350 K resultiert nur eine schwache Widerstandsabnahme (Kurve III).

Um die Deutung zu überprüfen, wird auch eine besonders ungeordnete Basisschicht hergestellt (Kurve IV). Eine Silberschicht, die bei einer Substrattemperatur von 78 K aufgedampft und nicht getempert wird, hat erfahrungsgemäß eine stark gestörte Oberflächenstruktur und besitzt deshalb, abweichend von den sonst verwendeten Basisschichten, einen Spiegelungsparameter nahe 0. Eine weitere Verringerung durch eine Bedeckung bei tiefer Substrattemperatur ist nicht möglich. In der Tat findet bei der Bedeckung eine Widerstandsabnahme statt, die nahezu deckungsgleich zur Meßkurve III verläuft. In beiden Fällen ist der Widerstandsverlauf nur auf eine Vergrößerung des leitfähigen Querschnitts zurückzuführen.

4.1.2. Bedeckung mit einigen Atomlagen

Die durch ungeordnetes Deckmaterial bedingte Widerstandszunahme setzt sich weit über die erste Atomlage der Deckschicht hinaus fort. Bei einer Substrattemperatur von 78 K tritt das Maximum der Widerstandserhöhung erst bei einer Deckschichtdicke von etwa zehn Atomlagen auf. Dieser Fall ist näher untersucht worden:

Das beschriebene Experiment ist mit unterschiedlicher Basisschichtdicke d_1 bei gleicher Substrattemperatur T_2 wiederholt worden. In Abbildung 15 sind diese Meßkurven zusammengestellt. Dort ist die absolute Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke aufgetragen.
Es tritt in allen Fällen zunächst eine Widerstandszunahme auf. Nach Durchlaufen eines Maximums nimmt der Schichtwiderstand wieder ab. Erst bei einer Deckschichtdicke von ca. 10 nm ist der Ausgangswert wieder erreicht.

Die Deckschicht wirkt in der oben beschriebenen Weise (vgl. 2.3.2.) als "Entspiegelungsschicht". Darüber hinaus bewirkt die Deckschicht aber auch eine Vergrößerung des leitfähigen Querschnitts. Da das Deckmaterial bei tiefer Substrattemperatur aufgebracht worden ist, besitzt es eine ungeordnetere Volumenstruktur als die Basisschicht. Somit ist auch der spezifische Widerstand der Deckschicht höher als der der Basisschicht. Deshalb kann der zu Beginn auftretende Widerstandsanstieg auch erst mit einer Vergrößerung des Schichtquerschnitts um 50% kompensiert werden.

Einerseits ist die maximale Widerstandszunahme um so größer je geringer die Basisschichtdicke ist, andererseits tritt aber das Maximum praktisch immer bei gleicher Deckschichtdicke auf.

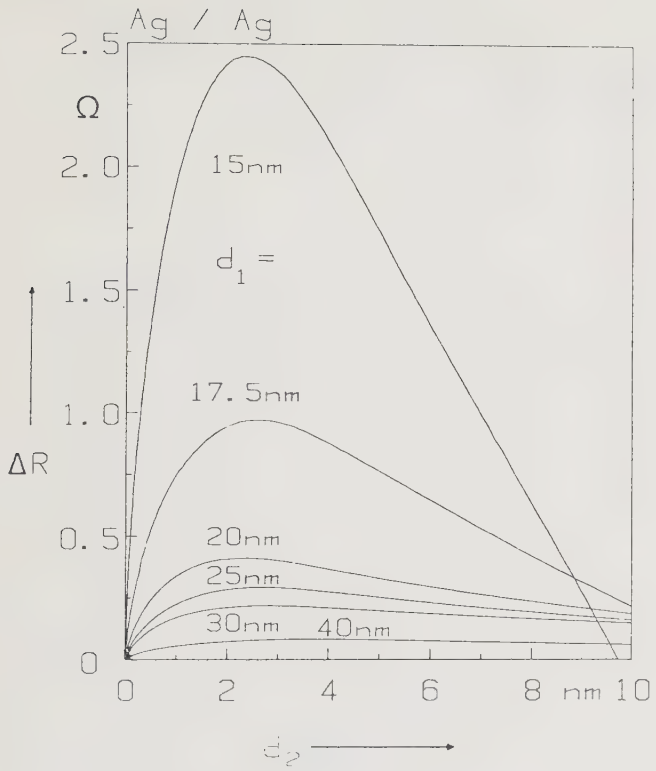


Abb. 15 Widerstandsänderung (quadratische Probengeometrie) als Funktion der Deckschichtdicke
Substrattemperatur T_2 = 78 K
Kurvenparameter: Basisschichtdicke d_1

Die Deckschichtdicke, bei der eine maximale "Entspiegelung" der Basisschicht erreicht ist, ist unabhängig von der Basisschichtdicke. Die Widerstandszunahme ist bei einer Deckschichtdicke von etwa 3 nm abgeschlossen. Da dieser Abstand nur etwa einem Zehntel der Basisschichtdicke entspricht, kann der Einfluß der Deckschicht in diesem Fall als Oberflächeneffekt interpretiert werden.

4.1.3. Große Deckschichtdicke

Im Abschnitt 2.3.2. ist hergeleitet worden, daß die normierte Leitfähigkeit R_0/R für große Deckschichtdicke eine lineare Funktion der Deckschichtdicke werden kann. Aus dem Auftreten eines linearen Zusammenhangs darf geschlossen werden, daß die spezifischen Widerstände von Basis- und Deckschicht nicht mehr von der Deckschichtdicke abhängen. Die Meßkurven I - IV, die für den Fall geringer Bedeckung schon untersucht worden sind, sollen hier nun auch für große Deckschichtdicke ausgewertet werden. In Abbildung 16 ist R_0/R über d_2 für diese Messungen aufgetragen.

Tatsächlich münden die Meßkurven bei einer Deckschichtdicke von etwa 5 nm in Geraden ein. Mit einer Deckschichtdicke von etwa 20 Atomlagen ist also die Änderung des spezifischen Widerstandes der Basisschicht abgeschlossen. Auch der spezifische Widerstand der Deckschicht muß ab dieser Deckschichtdicke konstant sein. Wie im Abschnitt 2.3.2. erläutert worden ist, verspricht die durchgeführte Auswertung nur dann Erfolg, wenn die Deckschicht entweder eine besonders ungeordnete oder eine mit der Basisschicht vergleichbare Volumenstruktur besitzt. Diese Bedingungen sind für die Messungen I - IV erfüllt. In der Tat ist bei dieser Auftragung eine Approximation durch eine Gerade für die bisher nicht berücksichtigten Meßkurven in Abbildung 13 (78 K T 350 K) nicht oder erst mit größerer Deckschichtdicke möglich. In diesem Temperaturintervall ist offensichtlich weder die eine noch die andere der genannten Voraussetzungen genügend gut erfüllt.

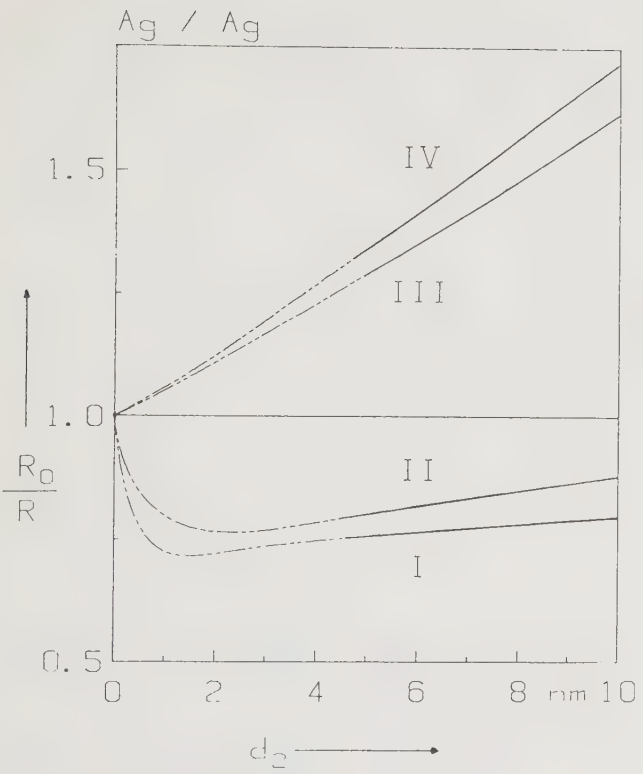


Abb. 16 Relative Änderung der Leitfähigkeit als Funktion der Deckschichtdicke bei unterschiedlichen Herstellungsbedingungen für beide Teilschichten. Basisschichtdicke: d_1 = 20 nm

Durch eine Auswertung der Geradenstücke können die spezifischen Widerstände ρ_1 und ρ_2 der beiden Bestandteile der zweilagigen Schicht ermittelt werden. Diese Werte sind zusammen mit dem spezifischen Widerstand der unbedeckten Basisschicht und den Herstellungsdaten von Basisschicht und Deckschicht (T_1, T_2 Substrattemperaturen beim Aufdampfen, T_A maximale Temperatur beim Tempern) in der Tabelle 4 aufgeführt.

Kurve	T_1 / K	T_A / K	T_2 / K	ρ_0 / $\mu\Omega\cdot$cm
I	300	350	10	2.43
II	300	350	78	2.64
III	300	350	350	3.84
IV	78	-	78	34.1

Kurve	ρ_1 / $\mu\Omega\cdot$cm	ρ_2 / $\mu\Omega\cdot$cm	$\frac{\rho_1-\rho_0}{\rho_0}$	$\frac{\rho_2-\rho_0}{\rho_0}$
I	3.37	15.3	0.39	5.3
II	3.64	9.38	0.36	2.5
III	4.03	3.07	0.05	-0.2
IV	35.5	23.9	0.04	-0.3

Tabelle 4 Auswertung der Meßkurven I - IV

Dampft man das Deckmaterial bei tiefer Substrattemperatur (T_2=10 K) auf die getemperte Basisschicht, so liegt der spezifische Widerstand der Deckschicht um mehr als das 5 - fache über dem Wert der unbedeckten Basisschicht. Darüber hinaus ruft die ungeordnete Deckschicht eine relative Zunahme des spezifischen Widerstandes der Basisschicht $\Delta\rho / \rho_0 = (\rho_1 - \rho_0) / \rho_0$ um fast 40% hervor (vgl. 4.1.2.). Die Widerstandszunahme der Basisschicht ist bei einer Substrattemperatur von 78 K (Tabelle 4, Messung II) deutlich geringer. Ebenso liegt der spezifische Widerstand der Deckschicht in diesem Fall nur um das 3.5 - fache über dem Wert der unbedeckten Basisschicht. Die Deckschicht besitzt also eine weniger gestörte kristalline Struktur. Diese kann sich nur dann ausbilden, wenn die gerade kondensierten Adatome während des Anwachsens der Deckschicht bei 78 K schon eine gewisse Mobilität besitzen. Damit kann die oben gegebene Deutung, daß die isolierten Adatome ab einer Unterlagentemperatur zwischen 30 K und 78 K Platzwechsel machen können, gestützt werden (vgl. 4.1.1).

Bei den Experimenten I und II ist also die Bedingung erfüllt, daß die Deckschicht wesentlich mehr Baufehler aufweist als die Basisschicht.

Entsprechen sich die Herstellungsbedingungen von Basis- und Deckschicht (Messung III u. V), so handelt es sich gar nicht um Doppelschichten. Die Basisschicht wird durch das Deckmaterial unter Beibehaltung der Struktur weitergebaut. Die Richtigkeit dieser Vorstellung läßt sich mit der Auswertung der spezifischen Widerstände bestätigen. In der Tat bleibt der spezifische Widerstand der Basisschicht durch die Bedeckung nahezu unverändert. Der spezifische Widerstand der Deckschicht liegt geringfügig unter dem der unbedeckten Basisschicht. Letzteres liegt vermutlich daran, daß das Glassubstrat eine geringe Inhomogenität der Schichtstruktur hervorruft. Offenbar ist das Glasplättchen ein schlechteres Substrat für die Basisschicht als diese für die Deckschicht. Es ist bemerkenswert, daß die Messungen III u. V einander entsprechende

Ergebnisse liefern, da die Schichten einen sehr stark voneinander abweichenden Ordnungsgrad und dementsprechend deutlich unterschiedliche spezifische Widerstände aufweisen.

4.2. Das Schichtsystem Indium/Indium

Abbildung 17 zeigt als Überblick die Ergebnisse der Widerstandsmessungen an dem Doppelschichtsystem Indium/Indium. Es ist - wie für das Schichtsystem Silber/Silber in der Abbildung 13 - die relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke aufgetragen. Der Kurvenparameter ist die Substrattemperatur T_2 beim Aufdampfen des Deckmaterials. Die Dicke der getemperten Basisschicht beträgt einheitlich 20 nm.

Die Meßkurven, die in dem Temperaturintervall T_2 von 15 K bis 90 K aufgenommen worden sind, entsprechen in ihrem groben Verlauf den Meßkurven beim Silber im Temperaturbereich zwischen 150 K und 300 K. Es fällt jedoch auf, daß die Meßkurven I*und II* von Oszillationen mit einer Oszillationslänge von etwa 0.3 nm überlagert sind. Die Amplitude der Oszillationen nimmt mit steigender Temperatur und auch mit steigender Deckschichtdicke ab.

Eine Analyse des asymptotischen Falls für große Deckschichtdicke zeigt die Abbildung 18 (vgl. 2.3.2.). Mittelt man über die Oszillationen, so beginnt der lineare Teil in der Auftragung der normierten Leitfähigkeit R_0/R als Funktion der Deckschichtdicke d_2 bereits ab einer Auflageschichtdicke von etwa 2 bis 3 nm (vgl. 4.1.3.). Die Ergebnisse der Auswertung der Geradenstücke sind in Analogie zu den Messungen an Silber/Silber Doppelschichten in Tabelle 5 zusammengestellt.

Die hier beschriebenen Ergebnisse sollen in den folgenden beiden Abschnitten interpretiert werden. Es wird zunächst eine qualitative Deutung der Meßergebnisse, insbesondere der Oszillationen des Schichtwiderstandes mit der Deckschichtdicke, gegeben. Dann wird der Verlauf der signifikanten Meßkurve I* $\Delta R/R_0(d_2)$ quantitativ erklärt.

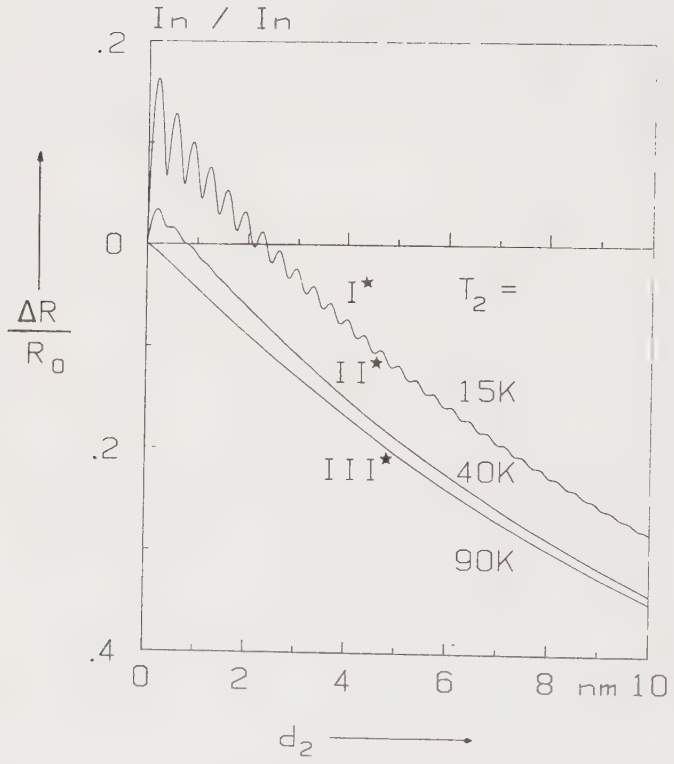


Abb. 17 Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: $d_1 = 20$ nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

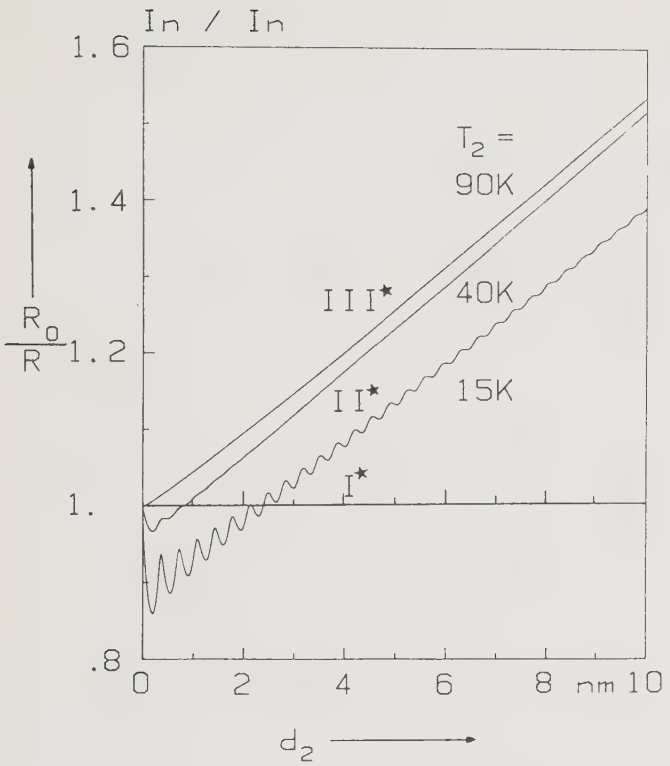


Abb. 18 Relative Leitfähigkeit als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: d_1 = 20 nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

Kurve	$\frac{T_2}{K}$	$\frac{\rho_0}{\mu\Omega \cdot cm}$	$\frac{\rho_1}{\rho_0}$	$\frac{\rho_2}{\rho_0}$
I*	15	1.14	1.14	0.90
II*	40	1.49	1.05	0.88
III*	90	1.62	1.02	0.98

Tabelle 5 Auswertung der Meßkurven I - III

4.2.1. Das atomlagenweise Anwachsen der Deckschicht

Die Oszillationen des Schichtwiderstandes als Funktion der Deckschichtdicke werden durch ein atomlagenweises Anwachsen der Deckschicht hervorgerufen. Schwankungen der Oberflächenrauhigkeit können sich im Widerstandsverhalten der Doppelschicht bemerkbar machen (vgl. 2.3.3.).

Wenn die Oberfläche der unbedeckten Indium-Basisschicht ähnlich wie beim Silber ausgedehnte monoatomar glatte Bereiche besitzt, so hat sie einen Spiegelungsparameter von nahezu 1 (vgl. 2.2.1.).

Zu Beginn des Aufdampfens der Deckschicht bildet jedes kondensierte Adatom ein zusätzliches Streuzentrum für die Leitungselektronen, die gegen die Grenzfläche anlaufen. Der Spiegelungsparameter wird verringert. Die Folge ist eine Erhöhung des Schichtwiderstandes. Die isolierten Adatome haben eine geringe Mobilität, so daß sie zu kleineren Konglomeraten zusammenlaufen. Eine feste Anzahl von Adatomen besitzt einen geringeren Streuquerschnitt als ein Konglomerat, das aus diesen aufgebaut ist.

Deshalb verringert sich der Anstieg des Widerstands mit zunehmender Bedeckung. Wenn die Bedeckung im Mittel größer wird als etwa eine halbe Atomlage, so füllen die weiteren eintreffenden Adatome aufgrund ihrer Mobilität zum Teil die Lücken zwischen den entstandenen Konglomeraten auf. Die Oberflächenrauhigkeit nimmt also wieder ab, wodurch eine Abnahme des Schichtwiderstands bewirkt wird. Wenn die Bedekkung den Wert 1 erreicht hat, sind weite Teile der Oberfläche der Basisschicht mit genau einer zusätzlichen Atomlage bedeckt. Der Ausgangszustand ist mit Einschränkungen wiederhergestellt. So nimmt der Schichtwiderstand als Funktion der Deckschichtdicke ein relatives Minimum an. Der beschriebene Vorgang kann sich nun wiederholen.

Die Oszillationen nehmen in ihrer Amplitude mit wachsender Schichtdicke langsam ab, da der irreversibel gestörte Anteil der Oberfläche von Lage zu Lage größer wird.

Es ist mit Hilfe der Simulationen des Schichtwachstums gezeigt worden, daß eine Temperaturerhöhung und die damit verbundene größere Mobilität der Adatome dazu führen, daß die Oszillationen der Oberflächenrauhigkeit wieder verschwinden. Auch die Oszillationen des Schichtwiderstandes mit der Bedeckung nehmen mit wachsender Substrattemperatur rasch ab (Messung II* u. III*).

Führen die isolierten Adatome wesentlich mehr Platzwechsel pro Zeiteinheit aus, so können sie zu Beginn des Aufdampfens der Deckschicht die vorhandenen Terrassenkanten der Basisschichtoberfläche erreichen oder die großen Konglomerate weiterbauen, ohne daß sie mit anderen, gerade kondensierten, isolierten Adatomen zusammenstoßen. Die anfangs eintreffenden Atome haben somit keinen eindeutigen Einfluß auf die Oberflächenrauhigkeit. Sie können in Positionen eingebaut werden, in denen sie die Oberflächenrauhigkeit erhöhen, unverändert lassen oder gar herabsetzen. Die Deckschicht wächst auch in diesem Fall lagenweise auf. Dabei ist die Volumenstruktur der Deckschicht geordneter als im zuvor beschriebenen Fall.

Dieses wird durch den mit steigender Substrattemperatur geringeren spezifischen Widerstand der Deckschicht bestätigt. Lokal wird auch in diesem Fall die Oberflächenrauhigkeit eine oszillierende Funktion der Deckschichtdicke sein. Von Kristallit zu Kristallit sind jedoch unterschiedlich viele Adatome notwenig, um die großflächigen Unebenheiten der Basisschicht auszugleichen. Der Wachstumsprozeß läuft nicht auf der gesamten Oberfläche "synchron" ab, deshalb können keine Oszillationen des Schichtwiderstandes mit der Schichtdicke beobachtet werden.

4.2.2. Eine quantitative Deutung der Funktion $\Delta R(d_2)$

Die Meßkurve I* in Abbildung 17 soll mit Hilfe der Fuchs-Theorie quantitativ ausgewertet werden.

Die Doppelschicht besitzt eine nahezu homogene Kristallstruktur. So verlieren die Begriffe Basisschicht und Deckschicht ihre eigentliche Bedeutung; sie werden dennoch formal für die nacheinander entstandenen Teile der zweilagigen Schicht beibehalten. Wenn die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes der ganzen Schicht mit der Näherungsformel (2) von Fuchs beschreibbar ist, dann kann die während des Aufwachsens der Deckschicht gemessene Widerstandsänderung auf drei Ursachen zurückgeführt werden:

(a) die Vergrößerung des leitfähigen Querschnitts, (b) die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes und (c) Schwankungen des Spiegelungsparameters.

Wenn man die Änderung des spezifischen Widerstandes der Schicht $\Delta\rho(d_2)$ durch die gemessene Widerstandsänderung $\Delta R(d_2)$ ausdrückt, können die Schwankungen des vakuumseitigen Spiegelungsparameters $p_v(d_2)$ berechnet werden.

Der Anteil der von den Oberflächen diffus gestreuten Elektronen sei $q = 1 - p$.

Ersetzt man den Spiegelungsparameter p_v durch den Streuparameter q_v, so erhält man folgende Beziehung:

$$q_v = \frac{16}{3}\,\frac{R_0}{(\rho\cdot l)}\left[\frac{\Delta R}{R_0}\,(d_1+d_2)^2+(d_1+d_2)\cdot d_2\right] \qquad (20)$$

$$+\left(\frac{2\cdot d_2}{d_1}+1\right)\cdot(1-p_0)$$

Diese Gleichung soll ausgewertet werden. Die Werte R_0 und d_1 sind durch das Experiment gegeben. Das Produkt $(\rho \cdot l)$ darf als Materialkonstante der Literatur entnommen werden (vgl. 2.2.1.). Der beidseitige Spiegelungsparameter der unbedeckten Basisschicht wird zu 0.9 gesetzt. Dieser Wert ist plausibel und führt zu einem sinnvollen Resultat. Mit Hilfe der Beziehung (20) kann nun zu jedem Wertepaar d_2, $\Delta R(d_2)/R_0$ ein Wertepaar d_2, $q_V(d_2)$ berechnet werden.

Die Abbildung 19a) zeigt die Ergebnisse dieser Auswertung. Der Streuparameter q_V nimmt tatsächlich nur Werte zwischen 0 und 1 an. Er oszilliert mit der Deckschichtdicke und nähert sich asymptotisch einem Wert zwischen 0.7 und 0.8.

In Abschnitt 2.2.2. ist erörtert worden, daß der Spiegelungsparameter durch den Wirkungsquerschnitt und die Flächendichte der Streuzentren ausgedrückt werden kann.

$$\frac{3}{8}(1-p) = A_a \cdot Z_a \qquad (21)$$

Die Computersimulation des Schichtwachstums liefert die Konzentration atomarer Stufen als Funktion der Deckschichtdicke. Wenn der Wirkungsquerschnitt der Streuzentren eine Konstante ist, so besteht eine Proportionalität zwischen der Funktion $S(d_2)$ und dem Verlauf des Streuparameters $q_V(d_2)$.

$$q_V(d_2) \sim S(d_2) \qquad (22)$$

Diese Proportionalität läßt sich in der Tat nachweisen:

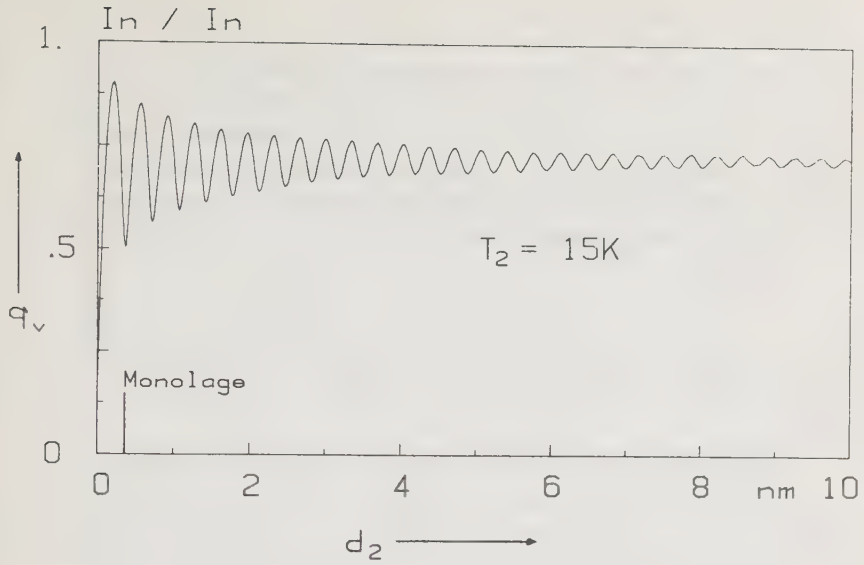


Abb. 19a) Der Streuparameter als Funktion der Deckschichtdicke (Experiment)

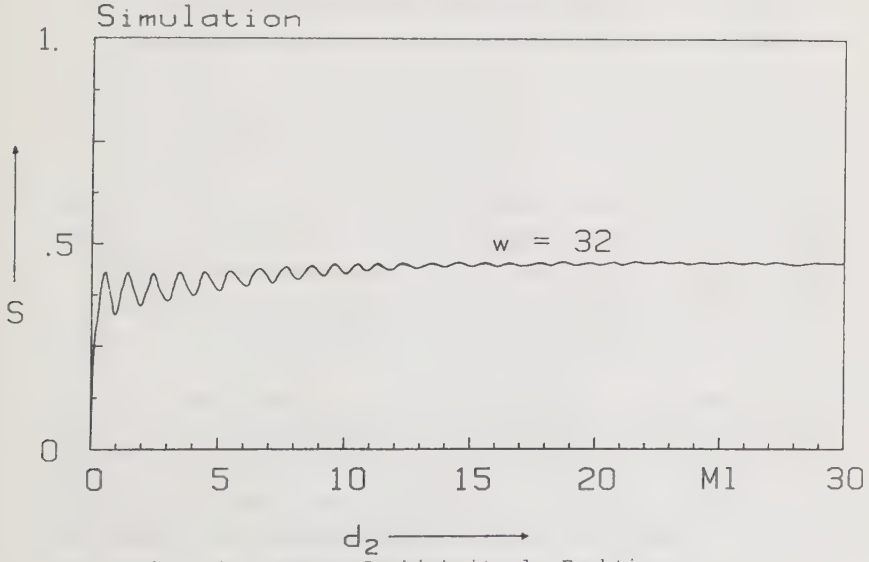


Abb. 19b) Die atomare Rauhigkeit als Funktion der Deckschichtdicke (Simulation)

Die Abbildung 19b) zeigt, daß die Funktion $S(d_2, w=32)$ sich von der Funktion $q_v(d_2)$ im wesentlichen durch einen konstanten Faktor unterscheidet. Diese gute Übereinstimmung zwischen den unabhängig voneinander gewonnenen Ergebnissen aus der Computersimulation und der Widerstandsmessung bestätigt nachträglich die in das Programm eingegangenen einschränkenden Voraussetzungen und läßt folgende Schlüsse zu:

a) Das Widerstandsverhalten der zweilagigen Schichten kann unter der Annahme, daß die atomaren Rauhigkeiten für die Streuung der Leitungselektronen an einer sauberen, vakuumseitigen Grenzfläche verantwortlich sind, erklärt werden.

b) Bis auf einen unbekannten konstanten Faktor mit der Dimension eines Wirkungsquerschnitts ist eine quantitative Beschreibung des Schichtwiderstandes im Modell von Fuchs möglich.

c) Die Simulation ist zur Bescheibung des Widerstandsverhaltens geeignet. Die in den Programmablauf eingehenden Vorstellungen über den Wachstumsprozeß spiegeln die Vorgänge auf der Schichtoberfläche beim Bedampfen gut wider.

d) Das Verhältnis zwischen Platzwechselfrequenz und Kondensationsrate beträgt 32 für die Vergleichskurve. Hieraus läßt sich unter Berücksichtigung der tatsächlichen Temperatur und Aufdampfrate (T_2=15 K, eine Atomlage pro Minute) die Aktivierungsenergie für einen Platzwechsel eines isolierten Indium-Adatoms auf einer atomar glatten Indium (111)-Ebene abschätzen. Der Wert E_d beträgt etwa 10 meV, was im Vergleich mit Literaturwerten für Platzwechselenergien überraschend niedrig ist. Die Literaturwerte liegen bis zu zwei Zehnerpotenzen höher /17/.

Die aus makroskopischen Experimenten (Diffusion) gewonnenen Daten dürfen aber zu einem Vergleich nicht herangezogen werden, da bei diesen Messungen nicht sichergestellt ist, daß das Adatom nicht auch Terrassenkanten überwinden muß. In einem solchen Fall wird eine wesentlich

höhere Aktivierungsenergie gemessen. Nur bei Untersuchungen mit einem Feldionenmikroskop ist gewährleistet, daß tatsachlich die Platzwechselenergie für ein einzelnes Adatom auf einer monoatomar glatten Oberfläche bestimmt wird. Es zeigt sich, daß solche Messungen deutlich niedrigere Werte für die Aktivierungsenergien liefern /12/. Es liegen bisher jedoch nur Daten für die besonders hochschmelzenden Metalle vor. Ein Vergleich mit diesen Werten ist für das Metall Indium nicht zulässig.

4.3. Heterogene Schichtsysteme

Abbildungen 20 a-d zeigen für die Doppelschichtsysteme Silber/Indium und Silber/Gallium sowie Gold/Indium und Gold/Gallium die relative Widerstandsänderung $\Delta R/R_0$ als Funktion der Deckschichtdicke. Die Basisschichten mit einer Dicke von 20 nm sind wie oben beschrieben hergestellt und getempert worden. Die Substrattemperatur beim Aufdampfen des Deckmaterials beträgt 6 K bzw. 78 K.

In den Abbildungen 20 a-d ist der Nullpunkt der Abszisse verschoben, um den Verlauf der Kurven für kleine Deckschichtdicke besser sichtbar machen zu können.

Sämtliche acht Meßkurven sind folgendermaßen zu charakterisieren: Ihr asymptotisches Verhalten zeichnet sich dadurch aus, daß die Widerstandszunahme im Vergleich zu den entsprechenden Meßkurven der homogenen Schichtsysteme für geringe Bedeckung deutlich steiler und die Widerstandsabnahme für große Deckschichtdicke geringfügig flacher verläuft. Das Maximum der Widerstandsänderung liegt bei diesen Meßkurven wie im Fall der Messung I Silber/Silber bei einer Deckschichtdicke von etwa 1 nm. Die Kurven sind alle mehr oder weniger stark von Oszillationen mit einer Oszillationslänge von 0.3 nm ähnlich denen der Meßkurve I Indium/Indium überlagert. In den Fällen, in denen diese Oszillationen besonders deutlich auftreten, sind die Kurven

von weiteren Strukturen überlagert, deren Oszillationslänge etwa 1 nm (Indium) bzw. 0.8 nm (Gallium) beträgt. Diese Besonderheiten der Ergebnisse an heterogenen Schichtsystemen gilt es zu deuten:

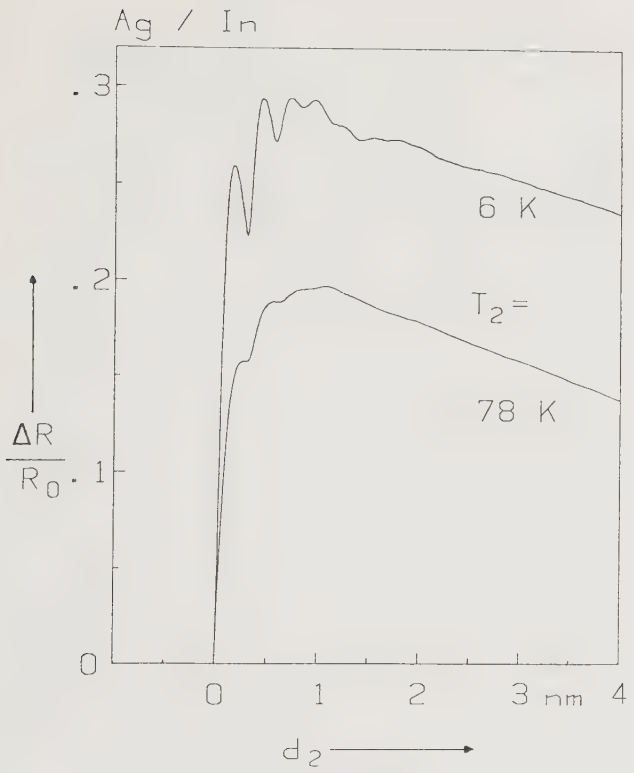


Abb. 20a) Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: $d_1 = 20$ nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

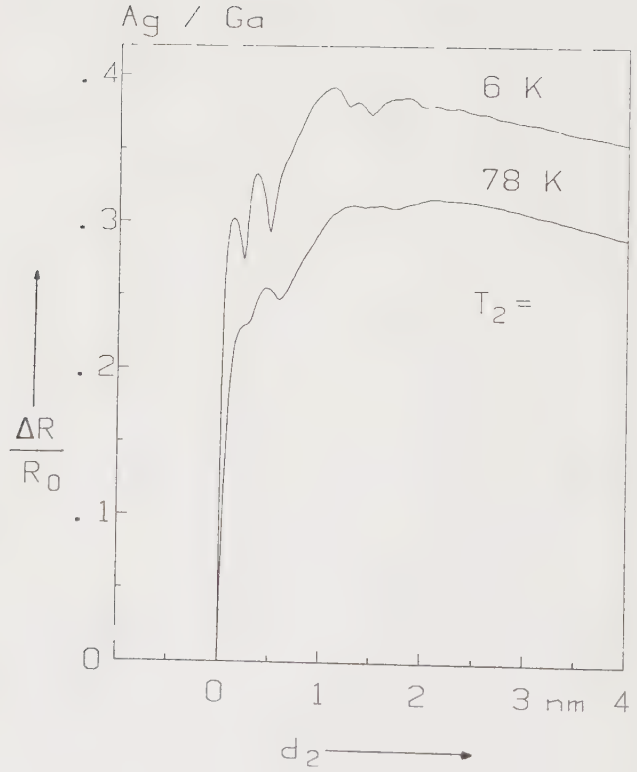


Abb. 20b) Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: d_1 = 20 nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

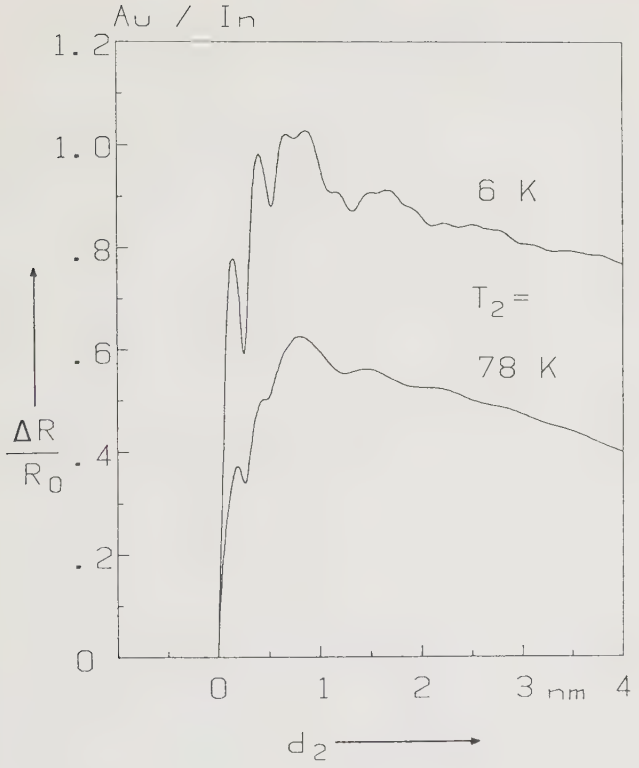


Abb. 20c) Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: d_1 = 20 nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

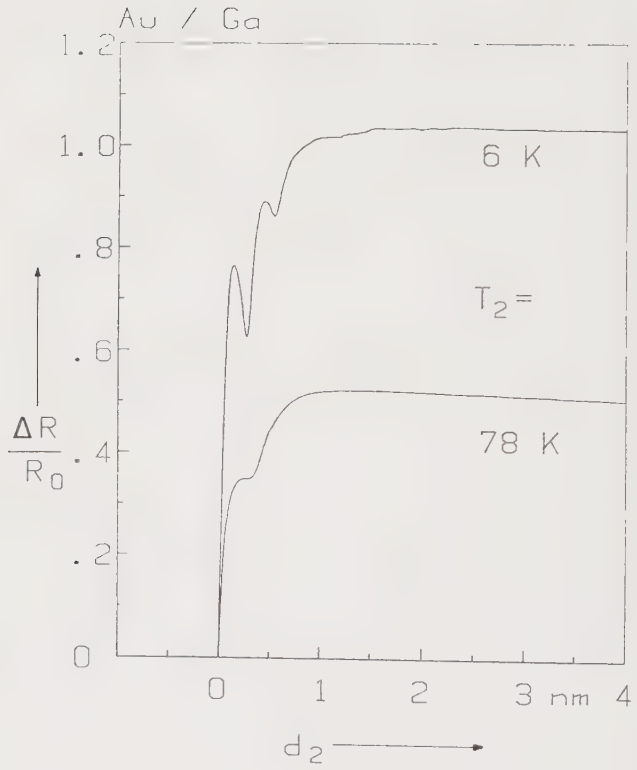


Abb. 20d) Relative Widerstandsänderung als Funktion der Deckschichtdicke
Basisschichtdicke: $d_1 = 20$ nm
Kurvenparameter: Substrattemperatur T_2

Die größere Steigung der Widerstandsänderung im Ursprung bestätigt die im Abschnitt 2.3.1. bereits formulierte Annahme, daß artfremde Adatome auf der Oberfläche der Schicht einen wesentlich größeren Streuquerschnitt für die Leitungselektronen besitzen können als arteigene isolierte Adatome. Da die Valenzdifferenz zwischen den untersuchten Materialkombinationen gleich ist, sollte auch die Anfangssteigung für alle Messungen bei jeweils gleicher Temperatur gleich sein. Dieses trifft im Rahmen der Meßgenauigkeit zu. Die vergleichsweise geringe Widerstandsabnahme bei großer Bedeckung läßt sich mit den hohen spezifischen Widerständen der Metalle Indium und Gallium gegenüber den Werten für Silber und Gold erklären. Eine Auswertung des asymptotischen Verhaltens für große Deckschichtdicke bestätigt diese Erklärung quantitativ.

Die Oszillationen mit einer Oszillationslänge von 0.3 nm werden auch in diesem Fall mit dem atomlagenweisen Anwachsen der Deckschicht gedeutet. Dabei ist zu bemerken, daß die Indium- und Gallium-Deckschichten die (111)-Ebenen der Gold- und Silber-Basisschichten weiterbauen. Das Auftreten dieser Oszillationen ist hier in gleicher Weise von der Substrattemperatur abhängig wie beim Schichtsystem Indium/Indium. Gelingt es das Deckmaterial bei noch niedrigerer Substrattemperatur aufzudampfen, so sollten keine Oszillationen des Schichtwiderstandes auftreten, weil die Auflageschicht in diesem Fall stark ungeordnet aufwächst.

Das Doppelschichtsystem Silber/Silber ist in einem weiten Temperaturbereich untersucht worden (vgl. 4.1.). Bisher konnte nicht geklärt werden, warum bei diesem Material keine Oszillationen des Schichtwiderstandes mit der Bedeckung auftreten.

Die langwelligeren Oszillationen lassen sich mit dem quantenmechanischen Size Effekt in der Doppelschicht deuten. Berücksichtigt man die Orientierung der Indium-Lage zur Stromrichtung, so müssen aufgrund der Lage der Fermi-Energie in der Bandstruktur bei Indium und Gallium zur Berechnung

der Fermi-Wellenlänge die Elektronen der dritten Brillouin-Zone herangezogen werden (λ_F(In) = 1.8 nm, λ_F(Ga) = 1.4 nm). Tatsächlich besitzen die Oszillationen eine Periodenlänge, die etwa $\lambda_F/2$ entspricht /19, 8/.

Die im Abschnitt 2.3.4. erläuterten Vorstellungen eines Potentialmodells für die heterogene, zweilagige Schicht werden damit bestätigt. Eine genaue Analyse der dem QSE zugeordneten Oszillationen kann vorerst noch nicht gelingen, da bisher keine umfassende Theorie für den QSE in zweilagigen Schichten vorliegt.

5. Zusammenfassung

Der spezifische elektrische Widerstand einer dünnen Metallschicht ist in der Regel größer als der entsprechende Wert für einen ausgedehnten Festkörper aus dem gleichen Material. Dieses kann bei einer homogenen Schicht folgende Ursachen haben:

Die Oberflächenstreuung der Leitungselektronen trägt maßgeblich zum Schichtwiderstand bei. Die Schicht besitzt herstellungsbedingt eine erhöhte Fehlstellenkonzentration in ihrem Volumen. Die elektronische Struktur der Schicht weicht in speziellen Fällen, insbesondere bei sehr dünnen Schichten, von der des zugehörigen Festkörpers ab.

Üblicherweise werden zur Untersuchung dieser Zusammenhänge metallische Einzelschichten hergestellt. Dabei wird der Schichtwiderstand als Funktion der Schichtdicke, beginnend bei der Schichtdicke Null registriert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist ein etwas anderer experimenteller Zugang gewählt worden:

Es wird zunächst eine Basisschicht (Ag, Au, In) aufgedampft und anschließend getempert. Die Herstellungsbedingungen sind dabei so gewählt, daß eine homogene Schicht entsteht. Die Schichtdicke betragt 20 nm und entspricht damit etwa der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen im Volumen der Schicht. Der spezifische Widerstand der Schicht kann durch eine Veränderung der vakuumseitigen Schichtoberfläche beeinflußt werden.

Auf eine solche Schicht wird weiteres Metall (Ag, In, Ga) aufgedampft. Dabei wird die Änderung des Schichtwiderstandes kontinuierlich als Funktion der Deckschichtdicke aufgezeichnet. Die so gewonnenen Meßkurven können unter Berücksichtigung neuerer theoretischer Ansätze im Modell von Fuchs interpretiert werden.

Für das Schichtsystem Silber/Silber ist eine Auswertung der Meßkurven für die asymptotischen Fälle geringer Bedeckung und großer Deckschichtdicke möglich. Beide

Fälle führen zu übereinstimmenden qualitativen Aussagen über den Fehlordnungsgrad der Teilschichten und über die Beschaffenheit der Grenzflächen.

Bei dem Schichtsystem Indium/Indium treten Oszillationen des Schichtwiderstandes als Funktion der Deckschichtdicke auf. Diese Oszillationen werden hervorgerufen durch das atomlagenweise Anwachsen der Deckschicht. Computersimulationen des Schichtwachstums aus der Dampfphase untermauern diese Deutung.

Ähnliche Oszillationen treten auch bei den heterogenen Schichtsystemen Silber/Indium, Silber/Gallium sowie Gold/Gallium und Gold/Indium auf. Die Messungen an dem zuletzt genannten Schichtsystem bestätigen quantitativ die Ergebnisse von Pariset und Chauvineau /3/.

Die spezielle elektronische Struktur der heterogenen zweilagigen Schichten verursacht zusätzliche Oszillationen des Schichtwiderstandes. Die Periodenlänge entspricht erwartungsgemäß etwa der halben Fermi-Wellenlänge.

Diese Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, mit Hilfe einer technisch leicht durchführbaren Widerstandsmessung an zweilagigen Schichten Detailinformationen über mikroskopische Vorgänge zu gewinnen.

6. Ausblick

Im Ausblick soll zwischen einer weiterreichenden Bedeutung der Ergebnisse im physikalischen und im technischen Sinne unterschieden werden.

a) physikalische Bedeutung

Die Widerstandsmessung an zweilagigen Metallschichten ist ein einfaches, unabhängiges Experiment, um qualitative Informationen über den Fehlordnungsgrad im Volumen und an den Oberflächen der Schichten zu erhalten. Dieses Verfahren sollte durch LEED-, Auger- und Röntgenbeugungsexperimente ergänzt werden. Die Ergebnisse der genannten Untersuchungsmethoden können durch die Resultate der Widerstandsmessungen erweitert werden. Das ist deshalb sinnvoll, weil Widerstandsmessungen an dünnen Schichten als Ergänzung einen vergleichsweise geringen experimentellen Aufwand verlangen.

In Zukunft sollte die Frage geklärt werden, ob und unter welchen Bedingungen es gelingt, jedes Metall lagenweise auf der Unterlage aufwachsen zu lassen.

Bisher existieren keine umfassenden Theorien zur Leitfähigkeit dünner, zweilagiger Metallschichten. Insbesondere ist der Einfluß des quantenmechanischen Size Effektes noch ungenügend geklärt.

b) technische Bedeutung

Der elektrische Widerstand ist eine in der Regel leicht meßbare physikalische Größe. Die in der Widerstandscharakteristik auftretenden Oszillationen können, wenn bekannt ist, in welcher Orientierung das Material aufwächst, zu einem sehr empfindlichen Schichtdickenmeßverfahren genutzt werden. Die auf Bruchteile einer Atomlage genaue Schichtdickenmessung kann u.a. zur Eichung einer Schichtdickenmeßanordnung mit der Schwingquarzmethode herangezogen werden. Der relativ geringe technische Aufwand, der erforderlich ist, um kontrolliert eine definierte Anzahl von Atomlagen aufzudampfen, macht dieses Verfahren insbesondere für automatisierte Herstellungsprozesse interessant.

Literaturverzeichnis

/1/ Lucas M.S.P., J. Appl. Phys. Letters 4 (1964) 73

/2/ Chopra K.L., M.R. Randlett,
J. Appl. Phys. 38 (1967) 3144

/3/ Pariset C., Chauvineau J.P., Surf. Sci. 78 (1978) 478

/4/ Chauvineau J.P., C. Pariset, Surf. Sci. 36 (1973) 155

/5/ Pariset C., Chauvineau J.P., Surf. Sci. 47 (1975) 543

/6/ Pariset C., Chauvineau J.P., Surf. Sci. 57 (1976) 363

/7/ Pariset C., M. Gasgnier, M Galtier,
Thin Solid Films 29 (1975) 325

/8/ Pariset C., Dissertation (Paris 1976)

/9/ Wißmann P., Springer Tracts Mod. Phys. 77 (1975) 1

/10/ Coutts T.J., Electrical Conduction in Thin Metal Films
Elsevier Publ. Co. (Amsterdam 1974)

/11/ Mayer H., Physik dünner Schichten II
Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft (Stuttgart 1955)

/12/ Chopra K.L., Thin Film Phenomena
McGraw-Hill Inc. (New York 1969)

/13/ Maissel L.I., R. Glang,
Handbook of Thin Film Technologie
McGraw-Hill Inc. (New York 1970)

/14/ Bassett D.W., J. Phys. C 9 (1976) 2491

/15/ Lewis B., J.C. Anderson,
Nucleation and Growth of Thin Films
Academic Press (London 1978)

/16/ McCarroll B., G. Ehrlich,
J. Chem. Phys. 38 (1963) 523

/17/ Ehrlich G., K. Stolt,
Ann. Rev. Phys. Chem. 31 (1980) 603

/18/ Kittel Ch., Einführung in die Festkörperphysik
Oldenbourg Verlag (München 1980)

/19/ Cracknell A.P., K.C. Wong, The Fermi Surface
Clarendon Press (Oxford 1973)

/20/ Fuchs K.,
Proc. Cambridge Phil. Soc. 34 (1938) 100 n.v.

/21/ Sondheimer E.H., Advances in Physics 1 (1952) 1

/22/ Campbell D.S.,
The Use of Thin Films in Physical Investigations
Academic Press (New York 1966)

/23/ Hoffmann H., J. Vancea,
Thin Solid Films 85 (1981) 147

/24/ Namba Y., Jap. J. Appl. Phys. 9 (1970) 1326

/25/ Cottey A.A., Thin Solid Films 1 (1968) 297

/26/ Parrott J.E., Proc. Phys. Soc. 85 (1965) 1143

/27/ Brandli G., P. Cotti,
Helv. Phys. Acta 38 (1965) 801

/28/ Ziman J.M., Electrons and Phonons
Clarendon Press (Oxford 1960)

/29/ Soffers S.B., J. Appl. Phys. 38 (1967) 1710

/30/ Mayadas A.F., M. Schatzkes,
Phys. Rev. B 1 (1970) 1382

/31/ Vand V., Proc. Phys. Soc. 55 (1942) 222

/32/ Lucas M.S.P., J. Appl. Phys. 36 (1965) 1632

/33/ Juretschke M.J., J. Appl. Phys. 37 (1965) 435

/34/ Linde J.O., Ann. d. Physik 10 (1931) 52

/35/ Linde J.O., Ann. d. Physik 14 (1932) 353

/36/ Norbury A.L., Trans. Far. Soc. 16 (1921) 570

/37/ Fischer B., Dissertation (Göttingen 1980)

/38/ Chauvineau J.P., J. Chrystal Growth 53 (1981) 505

/39/ Sandomirskii V.B., Sov. Phys. JETP 25 (1967) 101

/40/ Elinson H.I., V.A. Volkov, V.N. Lutskij, T.N. Pinsker,
Thin Solid Films 12 (1972) 383

/41/ Lutskii V.N., Phys. Stat. Sol. A 1 (1970) 199

/42/ Hoffmann H., G. Fischer,
Thin Solid Films 36 (1976) 25

/43/ Fischer G., H. Hoffmann, Z. Physik B 39 (1980) 287

/44/ Cottey A.A. persönliche Mitteilung

/45/ Holland L., Vacuum Deposition of Thin Films
Chapman and Hall (London 1966)

/46/ Gilham E.J., J.S. Preston, B.E. Williams
Phil. Mag. 46 (1955) 1051

/47/ Brückner M., Staatsexamensarbeit (Düsseldorf 1982)

/48/ Klug P.H., L.E. Alexander,
X-Ray Diffraction Procedures
Wiley and Sons (New York 1954)

/49/ Croce P., G.Devant, M.F. Verhaeghe,
Basis Problems in Thin Film Physics
(Herausgeber: Niedermayer R., H. Mayer)
Vandenhoek und Ruprecht (Göttingen 1965)

/50/ Fischer W., P. Wißmann,
Appl. Surf. Sci. 11/12 (1982) 109

/51/ Croce P., G. Devant, M. Gandais, A. Marraud,
Act. Cryst. 15 (1962) 424

/52/ Schlemminger W., Diplomarbeit (Düsseldorf 1982)

/53/ Kinzie P.A., Thermocouple Temperature Measurement
Wiley and Sons (New York 1973)

Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Angewandte Physik der Universität Düsseldorf durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Stark, der diese Arbeit anregte und mit seinem beständigen Interesse sowie wertvollen Diskussionen ihren Fortgang förderte.

Dem Leiter des Institutes für Angewandte Physik, Herrn Prof. Dr. J. Kranz, danke ich für die großzügige Bereitstellung der Arbeitsmöglichkeit und der Geräte.

Den technischen Mitarbeitern gilt mein Dank für die Hilfe bei der Anfertigung wichtiger Teile der Apparatur.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für die freundliche und kollegiale Zusammenarbeit.

Lebenslauf

Dieter Schumacher	geboren am 9. September 1954 in Duisburg Eltern: Bauingenieur Wilhelm Schumacher und Ursula, geb. Krenz
	verheiratet seit dem 17. August 1978 mit der Studienassessorin Ursula Schumacher geb. Krömer
1961 - 1965	Volksschule in Duisburg
1965 - 1973	Leibniz-Gymnasium in Duisburg
1973 - 1979	Physik- und Mathematikstudium an der Universität Düsseldorf, Staatsexamensarbeit über das Thema: "Untersuchungen zur elektrischen Leit- fähigkeit dünner Antimon-Schichten" unter der Betreuung von Prof. Dr. D. Stark
17. 5. 1979	Erste Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien (Physik/Mathematik)
seit dem 15. 6. 1979	Verwalter der Stelle eines Wissenschaftlichen Assistenten am Institut für Angewandte Physik der Universität Düsseldorf
1979 - 1982	Anfertigung der Dissertation unter der Anleitung von Prof. Dr. D. Stark

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen